

H. E. Hoenig

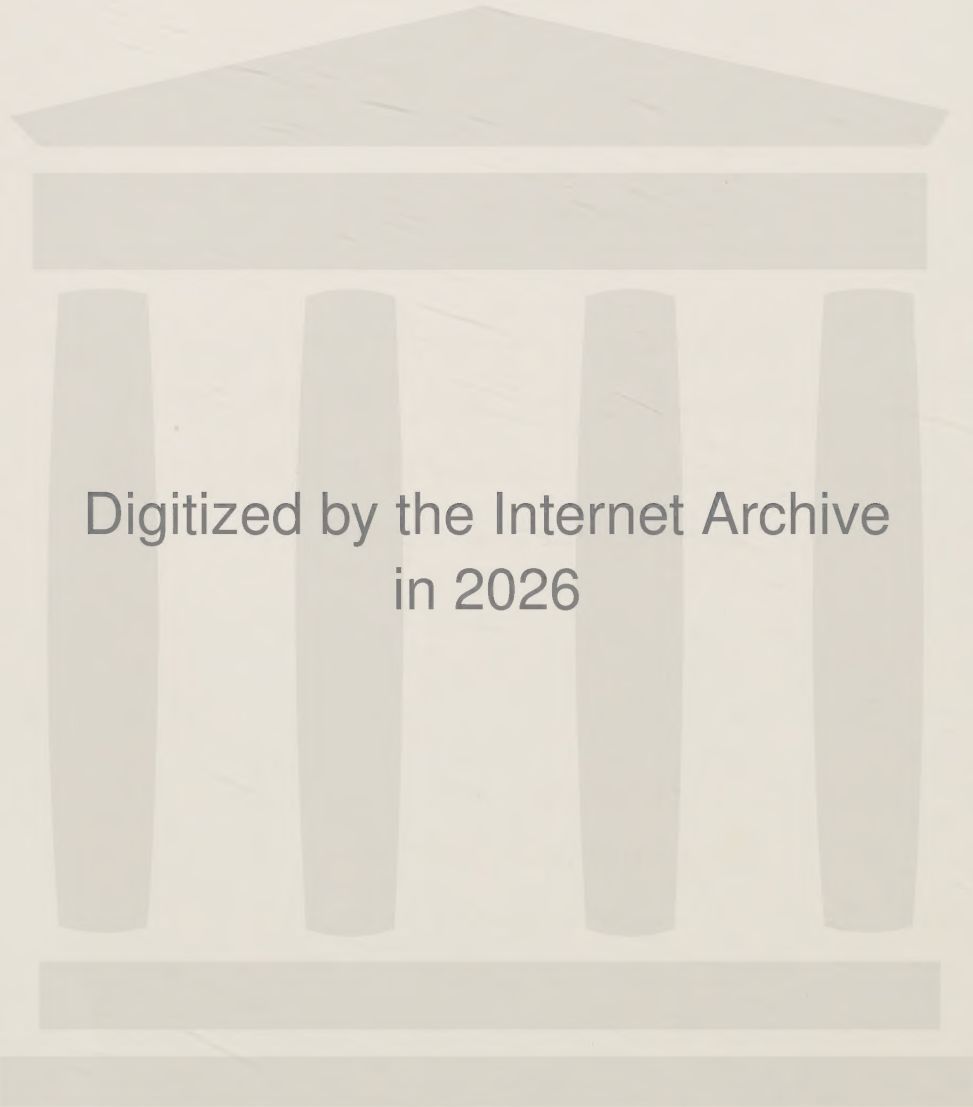
1969

Kritische Felder und verallgemeinerte
Ginzburg - Landau - Parameter für
Mo - Re - Legierungen
mit paramagnetischen Zusätzen

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Hans Eckhardt Hoenig
aus Trebnitz

Frankfurt am Main, Juli 1969



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550827_0122

Gedruckt mit Genehmigung der Naturwissenschaft-
lichen Fakultät der Universität Frankfurt/Main

Dekan Professor Dr. Berckhemer
Erster Berichterstatter : Professor Dr. Martienssen
Zweiter Berichterstatter: Professor Dr. Fulde

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juli 1969

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung	Seite	1
II	Experimenteller Teil		
	2.1 Apparatur		6
	2.2 Probenherstellung		7
III	Meßergebnisse		
	3.1 Ergebnisse für $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135} + \text{Fe}$		8
	3.2 Ergebnisse für $\text{Mo}_{,725}\text{Re}_{,187}\text{Nb}_{,061} + \text{Fe}$		11
	3.3 Ergebnisse für $\text{Mo}_{,815}\text{Re}_{,185} + \text{Co}$		11
IV	Interpretation und Diskussion der Ergebnisse		12
	4.1 Bestimmung von $H_{c2}(T_c, n_a)$		13
	4.2 Bestimmung von $\kappa_2(T_c, n_a)$		15
	4.3 Bestimmung von $\kappa_1(T_c, n_a)$		19
	4.4 Untersuchung der Tunnelzustandsdichte		21
V	Kondo - Effekt bei Mo - Re - Legierungen mit Fe - Zusatz		26
VI	Schlußbemerkungen		28
	Literaturangabe		31
	Anhang A		33
	Anhang B		34
	Anhang C		37
	Erklärung der Figuren		41
	Figuren 1 - 18 und 21	ab Seite	47

I. Einleitung

Die Existenz eines supraleitenden Zustandes auch bei verschwindender Energielücke wurde erstmals von Reif und Woolf¹⁾ in einer experimentellen Arbeit nachgewiesen, in der der Einfluß von paramagnetischen Zusätzen auf die Energielücke eines Supraleiters mit Hilfe von Tunnelexperimenten untersucht wurde.

Die erste theoretische Arbeit zur Supraleitung ohne Energielücke stammt von Abrikosov und Gorkov²⁾.

In dieser Veröffentlichung wurde die Existenz von Supraleitung ohne Lücke für Supraleiter mit paramagnetischen Zusätzen vorhergesagt. Seit dieser Arbeit ist eine Vielzahl von Publikationen zu diesem Problem erschienen. Man fand, daß Supraleitung ohne Lücke sowohl durch magnetische Zusätze, als auch durch ein Magnetfeld, durch nicht verschwindenden Paarimpuls der Cooperpaare oder durch einen räumlich veränderlichen Ordnungsparameter (Rand- und Grenzschichteffekte) hervorgerufen werden kann. Ein interessantes Ergebnis dieser Untersuchungen war, daß alle genannten Effekte sich in ihrer Wirkung sehr ähneln. Sie alle wirken zerstörend auf einen Teil der Cooperpaare. Cooperpaare werden aufgebrochen. Man fand z. Bsp. eine vollständige Äquivalenz der folgenden Paarbrechungseffekte: 1) ein paramagnetischer Zusatz, dessen Atome bezüglich Ort und Spinrichtung statistisch verteilt sind, 2) ein gleichförmiger Strom durch eine dünne supraleitende Schicht und 3) ein Magnetfeld parallel zu einer dünnen supraleitenden Schicht.

Die Äquivalenz gilt für den Fall, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen viel kleiner als die Kohärenzlänge der Supraleitung ist (dirty film limit). Die genannten Paarbrechungsmechanismen sind äquivalent in jeder Ordnung des Ordnungsparameters, bis zu der in der GLAG-Gleichung des Suprazustandes nach dem Ordnungsparameter entwickelt wird.³⁾ Andere Paarbrechungsmechanismen, hauptsächlich solche, bei denen der Ordnungsparameter räumlich veränderlich ist, sind dem Effekt eines paramagnetischen Zusatzes nur in Bezug auf Größen äquivalent, die schon aus der GLAG - Gleichung folgen, wenn nur bis zur ersten Ordnung des Ordnungsparameters entwickelt wird. Dazu gehören z. Bsp. die kritische Temperatur und das kritische Feld. Für sie ist die linearisierte GLAG - Gleichung von gleicher Struktur. Für Parameter aber, die sich aus einer GLAG - Gleichung höherer Ordnung herleiten, treten Abweichungen auf. Gerade dieser Sachverhalt wird in dieser Arbeit untersucht.

Die untersuchten Paarbrechungsmechanismen sind einmal ein Magnetfeld in einer Probe eines Supraleiters II. Art und zum anderen paramagnetische Zusätze. Aus der Theorie von Fulde und Maki⁴⁾ folgt, daß beide Mechanismen bezüglich der linearisierten GLAG-Gleichung additiv sein sollten. Die Additivität soll aber nicht mehr gelten für den nichtlinearen Term der GLAG-Gleichung. Dieser Term kann passend charakterisiert werden durch den von Maki⁵⁾ eingeführten κ_2 -Parameter. Die Nichtadditivität der beiden Paarbrechungsmechanismen bewirkt, daß κ_2 nicht nur eine

Funktion der Temperatur, sondern auch eine Funktion der Konzentration des magnetischen Zusatzes ist.

Eine der Annahmen der Theorie ist, daß der Zusatz so gering und gleichmäßig verteilt ist, daß keine Wechselwirkung zwischen den Atomen des Zusatzes besteht. Während experimentelle Untersuchungen der Übergangstemperaturen und der kritischen Felder solcher Systeme schon ausgeführt wurden^{5 - 11}), ist eine experimentelle Untersuchung des κ_2 -Parameters bislang nur in dem vorläufigen Bericht über diese Arbeit¹²⁾ veröffentlicht worden.

Nur eine geringe Auswahl von Substanzen führt zu verlässlichen Resultaten. Die Hauptschwierigkeit liegt in der begrenzten Löslichkeit der magnetischen Zusätze in den meisten Supraleitern. Wir untersuchten deshalb Mo - Re - Legierungen mit Fe - und Co - Zusatz. Eine besondere Zusammensetzung der Mo - Re - Ausgangslegierung führt zu hinreichend hohen Übergangstemperaturen.

Joiner und Blaugher¹³⁾ haben gezeigt, daß diese Legierungen Supraleiter II. Art von solch guter Qualität

bilden können, daß die Magnetisierungskurven nahezu reversibel und die H_{c2} -Werte scharf definiert sind.

Clogston und Matthias¹⁴⁾ haben berichtet, daß Fe in Mo - Re - Legierungen löslich ist und daß Fe in einem bestimmten Bereich der Zusammensetzung ein magnetisches Moment von etwa $2,3 \mu_B$ ausbildet. Die Übergangstemperatur T_c wird herabgesetzt um einen Betrag von etwa $25^\circ/\text{At\% Fe}$.

Daher genügen Fe - Konzentrationen von weniger als 0,2 At% um die Supraleitung zu zerstören. Wir haben deutliche Anzeichen dafür gefunden, daß die mittlere freie Weglänge

der Elektronen kaum durch diesen geringen Fe - Zusatz verändert wird. Weiterhin wurde eine Reversibilität der Magnetisierung gleichen Grades für Proben ohne und mit Zusatz gefunden.

Zur Untersuchung der ^{uns} interessierenden Größen wurden die Magnetisierung, die spezifische Wärme und die Tunnel-Zustandsdichte an unseren Proben gemessen.

Als Parameter, der sich aus der linearisierten GLAG - Gleichung ergibt, wurde die obere kritische Feldstärke H_{c2} als Funktion der Temperatur und der Konzentration des magnetischen Zusatzes gemessen, für die, wie erwähnt, die Additivität der beiden Paarbrechungsmechanismen gelten soll. $\kappa_2(T_c)$ kann einerseits aus der Steigung der Magnetisierungskurve bestimmt werden nach der Formel

$$(1) \quad 4\pi \cdot \left. \frac{\partial M}{\partial H} \right|_{H_{c2}} = \frac{1}{1,16(2\kappa_2^2(T_c) - 1)}$$

oder aus dem Sprung der spezifischen Wärme am Umwandlungspunkt:

$$(2) \quad \Delta C = \frac{T_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{c2}}{\partial T_c} \right)^2 \frac{1}{1,16(2\kappa_2^2(T_c) - 1)}$$

Durch eine Bestimmung des thermodynamischen kritischen Feldes H_c aus der Fläche unter der Magnetisierungskurve konnte der Parameter $\kappa_1(T_c)$ errechnet werden nach der Formel

$$(3) \quad \kappa_1(T_c) = \frac{H_{c2}(T_c)}{\sqrt{2} H_c(T_c)}$$

Dieser Parameter wurde ebenfalls ursprünglich von Maki⁵⁾ eingeführt. Von Caroli et al.¹⁵⁾ wurde gezeigt,

daß für einen Typ II - Supraleiter ohne magnetischen Zusatz, bei dem die freie Weglänge der Elektronen klein gegen die Kohärenzlänge ist, die Parameter $\kappa_1(T_c)$ und $\kappa_2(T_c)$ übereinstimmen mit einer Abweichung von weniger als 2 %.

Die experimentellen Ergebnisse werden ausführlich mit der Theorie nach Zitat 4) verglichen und diskutiert.

II. Experimenteller

2.1 Apparatur

Die Magnetisierung wurde nach einer konventionellen ballistischen Methode gemessen. In einem konstanten äußeren Magnetfeld wird die magnetisierte Probe periodisch mit 2 sec^{-1} in einer Induktionsspulen - Anordnung bewegt. Eine der Spulen mit je $4 \cdot 10^4$ - Windungen dient zur Kompensation von äußeren Störungen. Der Mittelwert des Magnetisierungssignals für eine feste Zahl von Perioden wird elektronisch gebildet (Anhang A). Der Fehler von 4 m beträgt etwa 1 Oe . Die Messung der spezifischen Wärme im angelegten Magnetfeld wurde mit den selben Proben durchgeführt, deren Magnetisierung bestimmt worden war. Dabei wurde eine übliche Wärmestoßmethode angewendet (s. z. Bsp. Zitat 16), bei der der Probe periodisch diskrete Energiemengen zugeführt werden. Die Probe hängt an dünnen Nylonfäden. Sie ist umwickelt mit einem Heizdraht von 20 Ohm . Ein Kitt^{x)} bewirkt die thermische Ankoppelung von Probe und Heizer. Ein Kohlewiderstand, mit dem die Temperatur gemessen wird, ist mit einer dünnen Silberlasche angebracht. Der Kohlewiderstand ist Teil einer Wheatstone - Brücke, deren Differenzsignal verstärkt und gegen die Zeit ausgeschrieben wird. Bei einem üblichen Wärmestoß von $2 \cdot 10^{-7} \text{ Watt}$ über 5 sec erhält man zum Beispiel einen Temperaturanstieg von $5,6 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. Die anfallenden Daten werden mit Hilfe eines Computerprogramms ausgewertet (Anhang B). Dabei wird der Beitrag zur spezifischen Wärme von Kohlewiderstand und Heizer ($\approx 5 \%$) abgespalten. Die Daten für die Temperaturabhängigkeit dieser Korrektur stammen aus einer unabhängigen Messung.

x) HV- Kitt der Fa. General Electric

Um die Probe auf ihre Ausgangstemperatur zu bringen, wird He - Austauschgas in die sonst bis zum Hochvakuum ausgepumpte Apparatur eingelassen.

Zur Messung der Tunnelzustandsdichte wurde eine von Edelstein¹⁷⁾ angegebene Methode verwendet:

Ein Ga As - Halbleiterkristall mit einer p - Dotierung von $8 \cdot 10^{18}$ wird auf eine Scheibe des zu untersuchenden Supraleiters aufgesetzt. Dabei wirkt die sich ausbildende Schottky - Barriere als Tunnelbarriere. Das Aufsetzen wird durch eine bei allen Temperaturen justierbare Differentialschraube geregelt und führt zu Diodenwiderständen von etwa 100 Ohm. Die Tunnelcharakteristik und die elektronisch gebildete Ableitung $\frac{dI}{dT}$ werden mit einer von Knorr¹⁸⁾ gebauten und beschriebenen Apparatur bestimmt. Bei den Tunnelexperimenten wurde kein Magnetfeld angelegt.

2.2 Probenherstellung

Die Proben von etwa 3 g entsprechend einem Durchmesser von etwa 8 mm wurden in einer Argon-Lichtbogen - Schmelzanlage hergestellt. Die Probengröße war begrenzt durch die Forderung nach homogener Verteilung des Zusatzes in der Schmelze. Die Oberflächenspannung und das Eigengewicht der Proben erzeugten eine nahezu ellipsoidische Gestalt mit Entmagnetisierungsfaktoren von etwa 0,4. Die magnetischen Zusätze Fe und Co haben einen hohen Dampfdruck bei der Schmelztemperatur der Legierung. Deshalb gehen beim Schmelzvorgang bis zu 50 % der ursprünglichen Zusatzmenge verloren.

Die wirkliche Zusatzkonzentration wurde bei einigen der Proben auf chemischem Wege nach der Ausführung aller Messungen vorgenommen. Die Turbulenzen in der Schmelze erzeugten eine hinreichend homogene Verteilung des Zusatzes. Die Proben wurden mehrere Stunden lang im Hochvakuum bei 1700°C getempert und bestanden danach aus wenigen Einkristallen. Ein durch das Tempern verursachter Gradient der Zusatzkonzentration in einer dünnen Oberflächenschicht der Proben wurde durch Ätzen beseitigt. Zur Kontrolle der Qualität der Proben wurde während der Präparation mehrmals die Magnetisierung im Suprazustand gemessen. Etwa auftretende Inhomogenitäten sind **erkennbar** an einer erhöhten Hysterese der Magnetisierungskurve. Geringe Gradienten der Konzentration führen zu einem Aufbiegen der Magnetisierungskurve bei H_{c2} . Der Ätzprozeß wurde so oft wiederholt, bis keine weiteren Veränderungen der Magnetisierungskurve mehr auftraten. Zur Messung der Tunnelzustandsdichte wurden die ellipsoidförmigen Proben zersägt. Die entstandenen Scheiben wurden geschliffen, geätzt und mehrere Stunden im Hochvakuum von $5 \cdot 10^{-8}$ Torr getempert.

III. Meßergebnisse

3.1 Ergebnisse für $\text{Mo}_{.865}\text{Re}_{.135} + \text{Fe}$

Eine Magnetisierungskurve für eine Probe ohne Zusatz ist in Fig. 1 wiedergegeben. Im linearen Bereich oberhalb von H_{c1} ist die Magnetisierung reversibel.

Auch bei Fe - Zusatz bleibt die Reversibilität weitgehend erhalten (Fig. 2). Bei H_{c2} ist ein geringes Aufbiegen der Magnetisierungskurve festzustellen. Deshalb wird H_{c2} durch eine Extrapolation des linearen Teiles der Magnetisierung bestimmt. Diese Meßmethode von H_{c2} entspricht einem vertikalen Überschreiten der Phasengrenzkurve $H_{c2}(T_c)$, wie es in Fig. 3(a) skizziert wurde. Einem horizontalen Überschreiten (Fig. 3(b)) entspricht eine Messung der spezifischen Wärme bei einem konstanten Magnetfeld H . Am Übergangspunkt ist dieses Feld H gleich $H_{c2}(T_c)$, wobei T_c die Temperatur am Sprung der spezifischen Wärme ist. In Fig. 4 ist c/T_c^2 gegen die Temperatur aufgetragen. In dieser Darstellung ist c/T_c^2 für die Supraphase in einem begrenzten Temperaturbereich nahezu linear und die Sprünge der spezifischen Wärme bei verschiedenen Feldern H sind alle etwa von gleicher Größe. Die oberen Meßpunkte entsprechen $H = 0,65$ kOe. Die unteren Meßpunkte entsprechen Magnetfeldern, für die die Probe im Normalzustand ist. T_c wird aus dem Schnittpunkt der Approximationsgeraden für die oberen Meßpunkte bestimmt. Dieses Vorgehen ist konsistent mit der linearen Approximation der Magnetisierungskurve bei H_{c2} . In Fig. 5 sind die nach beiden Methoden erhaltenen Ergebnisse für $H_{c2}(T_c)$ als Funktion von T_c^2 wiedergegeben. Der Fe - Zusatz nimmt von rechts nach links zu. Die Ergebnisse weichen deutlich von einem parabolischen Temperaturverlauf ab.

Der nächste Schritt bei der Analyse der Magnetisierungskurve ist die Bestimmung der Steigung bei $H_{c2}(T_c)$.

Die Ergebnisse sind in Fig. 6 wiedergegeben. Die Steigung nimmt zu mit anwachsender Fe - Konzentration und mit steigendem Magnetfeld bei einer bestimmten Fe - Konzentration.

Die Temperaturabhängigkeit des Sprunges Δc der spezifischen Wärme wird in Fig. 7 in einer $\Delta c/T_c^2$ - Darstellung gezeigt. Die Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in den Fig. 5 und 6.

Ergebnisse der Tunnelexperimente an den $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135} + \text{Fe}$ - Proben sind in den Figuren 8, 9 und 10 dargestellt.

In Fig. 8 ist für die reine Probe eine Originalmeßkurve des differentiellen Widerstandes $\frac{dU}{dI}$ in Abhängigkeit von der Spannung U an der Tunnel diode wiedergegeben.

Die Temperatur $T = 0,2 \cdot T_{co}$. Bei kleinen Spannungen wurde $\frac{dU}{dI}$ stückweise mit jeweils verschobenem Ordinaten-Nullpunkt geschrieben. Die unterbrochene Kurve ist $\frac{dU}{dI}$ für die Probe im Normalzustand. Dazu wurde die Probe mit dem zur

Temperaturmessung angebrachten Kohlewiderstand aufgeheizt.

Fig. 9 zeigt den differentiellen Widerstand und die

Strom-Spannungs-Charakteristik für die Probe $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135} + 0,45 \text{ At \% Fe}$ bei $T = 0,25 \cdot T_{co}$. Die von der Supraleitung herrührende Struktur beschränkt sich in diesem Fall auf einen kleineren Spannungsbereich als in Fig. 8.

In Fig. 10 ist die Temperaturabhängigkeit des differentiellen Widerstandes für die Probe $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}\text{Fe}_{,00045}$

dargestellt. Es wurde ein Satz zusammengehörender Meßkurven (1) bis (5) entsprechend den Temperaturen $T = 22\text{ }^{\circ}\text{K}$; $6,3\text{ }^{\circ}\text{K}$; $4,17\text{ }^{\circ}\text{K}$; $2,3\text{ }^{\circ}\text{K}$ bzw. $1,7\text{ }^{\circ}\text{K}$ aufgetragen. Mit Ausnahme von Kurve (1) entsprechend $22\text{ }^{\circ}\text{K}$ sind die übrigen Ergebnisse für Spannungen $|U| \geq 2\text{ mV}$ bei verschiedenen Temperaturen nahezu identisch.

3.2 Ergebnisse für $\text{Mo}_{,725}\text{Re}_{,187}\text{Nb}_{,061} + \text{Fe}$

Ähnliche Ergebnisse wurden für eine Legierung erhalten, zu der zur Verringerung der freien Weglänge der Elektronen weiteres Re und Nb hinzugefügt wurde. Daten für das obere kritische Feld $H_{c2}(T_c, n_a)$, die Steigung der Magnetisierungskurve bei $H_{c2}(T_c, n_a)$ und die Sprünge der spezifischen Wärme sind in Fig. 11 bzw. Fig. 12 aufgeführt.

3.3 Ergebnisse für $\text{Mo}_{,815}\text{Re}_{,185} + \text{Co}$

Auch diese Legierung mit dem magnetischen Zusatz Co wurde untersucht. $H_{c2}(T_c, n_a)$ ist in Fig. 13 aufgetragen.

IV. Interpretation und Diskussion der Ergebnisse

Die experimentellen Ergebnisse werden mit der Theorie von Fulde und Iaki⁴⁾ verglichen. In dieser Theorie wird angenommen, daß der magnetische Zusatz bezüglich Ort und Spinrichtungen statistisch verteilt ist, und daß man sich im Grenzfall "dirty limit" ($\ell/\xi_0 \ll 1$) befindet. Weiterhin wird angenommen, daß der Ordnungsparameter klein ist. Dies ist der Fall nahe am Phasenübergang II. Art. Diese Bedingungen sind in unserem Fall erfüllt. Matthias und Peter¹⁹⁾ veröffentlichten Suszeptibilitäts-ergebnisse für $\text{Mo}_{,80}\text{Re}_{,20}$ - Proben mit Fe - Zusatz mit negativen Curie-Weiss - Temperaturen T_C . Dies weist auf eine antiferromagnetische Ordnung unterhalb einer bestimmten Neel - Temperatur T_N hin. Für 0,1 At % Fe erhielten diese Autoren $T_C = 3^\circ\text{K}$ und $T_N \leq 1,4^\circ\text{K}$. Daher wurden also alle unsere Messungen oberhalb von T_N durchgeführt, wo die Spinausrichtung statistisch ist. Die paramagnetische Orientierung im Magnetfeld ist wegen $\mu H/kT \ll 1$ zu vernachlässigen. Eine statistische Verteilung des Zusatzes ist gesichert, da bei einer Elektronen - Mikroanalyse keine Inhomogenitäten und Ausscheidungen an Korngrenzen feststellbar waren.

Die reduzierte Übergangstemperatur T_C/T_{C0} eines Supraleiters ist eine Funktion des Paarbrechungsparameters ρ :

$$(4) \quad \ln\left(\frac{T_C}{T_{C0}}\right) + \gamma\left(\frac{1}{2} + \rho\right) - \gamma\left(\frac{1}{2}\right) = 0$$

Im hier betrachteten Fall besteht ρ aus zwei Teilen:

$$(5) \quad \rho = \rho_i + \rho_H = \frac{1}{2\pi k_B T_c \tau_2} + \frac{\tau_{tr} v_F^2 e \mu_2}{6\pi k_B T_c}$$

ρ_H und ρ_i beschreiben die Paarbrechenden Effekte des Magnetfeldes bzw. des magnetischen Zusatzes. τ_{tr} ist die Relaxationszeit für Streuungen an nichtmagnetischen Verunreinigungen. τ_2^{-1} ist die Streurrate für ein Streupotential proportional zu $(\vec{S} \cdot \vec{s})$ herrührend von der Streuung eines Elektrons mit dem Spin $\vec{s}$ an einer Verunreinigung mit dem Spin $\vec{S}$.

4.1 Bestimmung von H_{c2}

Für $H_{c2}(T_c)$ folgt aus (5):

$$(6) \quad \mu_2(T_c) = \left[k_B T_c \rho(T_c) - \frac{1}{2\pi \tau_2} \right] \cdot \frac{6\pi}{\tau_{tr} v_F^2} e$$

In einer reinen Probe ist $\rho_i = 0$ und daher $H_{c2}(T_c)$ proportional zu einer universellen Funktion $T_c/T_{c0} \rho(T_c/T_{c0})$. Wenn angenommen wird, daß $\tau_{tr} \cdot v_F^2$ im wesentlichen unabhängig von der Konzentration des Zusatzes ist, so sollten die $H_{c2}(T_c)$ - Kurven für Proben mit Zusatz allein durch vertikales Verschieben aus der Kurve für die reine Probe hervorgehen. Die Verschiebung soll $3/\tau_2 \tau_{tr} v_F^2 e$ sein.

In den Figuren 5, 11 und 13 werden die experimentellen Ergebnisse mit der Theorie verglichen. Für die Probe ohne Zusatz ist die theoretische Funktion $H_{c2}(T_c)$ mit einem solchen Wert für $\tau_{tr} \cdot v_F^2$ aufgetragen, daß die mittlere quadratische Abweichung von den experimentellen Werten minimal wird. Die Kurven für $\text{Mo}_{0,865}\text{Re}_{0,135} + \text{Fe}$ und

$\text{Mo}_{,275}\text{Re}_{,187}\text{Nb}_{,061} + \text{Fe}$ wurden durch vertikale Verschiebung der Kurven für die reinen Proben erhalten. Dabei wurde an den kritischen Temperaturen für $H = 0$ angepaßt.

Es besteht gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Kurven.

Im Falle von $\text{Mo}_{,815}\text{Re}_{,185}$ Legierungen mit Co - Zusatz treten bei gleichem Vorgehen Abweichungen auf.

Experimentell erwies sich die vierfache Zusatzmenge an Co erforderlich, um die gleiche T_c - Absenkung hervorzurufen, wie ein gegebener Fe - Zusatz. Deshalb könnte τ_{tr} durch den Zusatz stärker verändert werden, als im Fall von Fe als Zusatz. Eine Abnahme von τ_{tr} um einen Betrag von 10 % erklärt hinreichend die gefundene Abweichung.

Die theoretische Funktion $H_{c2}(T_c, n_a)$ mit einem veränderten τ_{tr} ist in Fig. 13 durch eine unterbrochene Linie dargestellt. Sie bildet eine gute Anpassung an die experimentellen Daten.

Aus den vertikalen Verschiebungen der $H_{c2}(T_c)$ - Kurven können Werte für die Relaxationszeit τ_2 bestimmt werden. Die Verschiebungen führen zu neuen Übergangstemperaturen T_{cn0} bei $H = 0$ gekennzeichnet durch die Konzentration n_a des Zusatzes. T_{cn0} ist verknüpft mit τ_2 durch:

$$(7) \quad \tau_2^{-1} = k_B \cdot 2\pi \cdot T_{c,n_a} \rho_i(T_{c,n_a})$$

wobei ρ_i aus (4) bestimmt wird. Für 0,1 At % Re in einer $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$ - Legierung gilt $\tau_2 = 2,7 \cdot 10^{-12}$ sec.

Aus τ_2 kann die Austauschenergie J errechnet werden:

$$(8) \quad \tau_2^{-1} = u_a \cdot N(0) \cdot S(S+1) 4\pi \cdot \frac{J^2}{N^2}$$

Hier bedeutet $N(0)$ die Zustandsdichte an der Fermifläche und N ist die Zahl der Atome pro Molvolumen. $N(0)$ wird aus dem Koeffizienten γ der spezifischen Wärme bestimmt:

$$(9) \quad N_{\gamma}(0) = \frac{3}{2 \pi^2 k_B^2} = 0,57 / \text{eV}$$

oder aus der freien Energie:

$$(10) \quad N_H(0) = \frac{H_c^2(0)}{4 \pi T_{c0} \cdot 1,78} = 0,65 / \text{eV}$$

Nach Zitat 14) gilt : $S \cdot (S + 1) = 2,15$

Das führt zu folgendem Ergebnis für J :

$$J \approx - 0,14 \text{ eV}$$

Das Minuszeichen wurde gewählt, um Konsistenz mit Widerstandsmessungen von Sarachik²⁰⁾ zu erhalten.

4.2 Bestimmung von $\kappa_2(T_c)$

Die Steigung $\frac{\partial M}{\partial H} / H_{c2}$ und Δc sind beide verknüpft mit dem Parameter $\kappa_2(T_c)$ durch

$$(1) \quad 4 \pi \frac{\partial M}{\partial H} / H_{c2} = \frac{1}{1,16 (2 \kappa_2^2(T_c) - 1) + 1}$$

und

$$(2) \quad \Delta c_{H_{c2}} = \frac{T_c}{4 \pi} \left(\frac{\partial H_{c2}}{\partial T_c} \right)^2 \cdot \frac{1}{1,16 (2 \kappa_2^2(T_c) - 1) + 1}$$

mit dem Entmagnetisierungsfaktor D. In dem Bereich, wo H_{c2} klein ist, kann die Größe Δc experimentell genauer bestimmt werden als $\frac{\partial M}{\partial H} / H_{c2}$. Daher ergänzen sich Messungen der Magnetisierung und der spezifischen Wärme, wenn man den vollständigen Temperaturverlauf von $\kappa_2(T_c)$ für hohe und tiefe Temperaturen erhalten will. Die theoretische $\kappa_2(T_c)$ - Abhängigkeit von ρ und ρ_i ist gegeben durch:

$$(11) \quad \kappa_2\left(\frac{T_c}{T_{c0}}\right) / \kappa_{20} = \frac{\sqrt{f(\rho, \rho_i)}}{g(\rho)} \bigg/ \frac{\sqrt{f(0)}}{g(0)}$$

wobei

$$(11a) \quad f \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n + \frac{1}{2} + \rho - \rho_i}{(n + \frac{1}{2} + \rho)^4}$$

und

$$(11b) \quad g \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(n + \frac{1}{2} + \rho)^2}$$

Im Gegensatz zu $H_{c2}(T_c)$ ist die Größe $\kappa_2(T_c)$ nicht nur von ρ , sondern noch explizit von ρ_i abhängig. Eine Abhängigkeit nur von ρ würde bedeuten, daß es eine universelle Funktion $\kappa_2(T_c)$ für alle Magnetfelder und Zusatzkonzentrationen gäbe. Die explizite ρ_i - Abhängigkeit führt zu verschiedenen κ_2 - Kurven für verschiedene Konzentrationen eines magnetischen Zusatzes. In Fig. 14 ist die unter (11) angegebene κ_2 - Funktion dargestellt. Die Kurven 1 bis 5 entsprechen den Parameterwerten $\rho_i \cdot T_c / T_{c0} = 0; 0,04; 0,075; 0,1$ bzw. $0,12$. Kurve 1 entspricht einer reinen Probe mit von rechts nach links ansteigendem Magnetfeld. Kurve 6 entspricht einem Supraleiter ohne Feld, aber mit ei-

ner von rechts nach links zunehmender Konzentration des magnetischen Zusatzes. Wir nennen Kurve 6 "Startkurve", weil für eine bestimmte Zusatzkonzentration die $\kappa_2(T_c)$ - Kurven mit $H = 0$ gerade auf dieser Kurve beginnen.

Die Tatsache, daß jeder Zusatzkonzentration eine individuelle $\kappa_2(T_c)$ - Kurve zugeordnet ist, bedeutet, daß die beiden Paarbrechungsmechanismen nicht additiv wirken.

Die experimentellen Ergebnisse für κ_2 sind in Fig. 15 wiedergegeben. Dort bedeutet $\kappa_{20} = \kappa_2(T_{co})$.

Wird $\kappa_2(T_c)$ aus Messungen der spezifischen Wärme bestimmt, so ist es eine Funktion von $4c$ und von $\partial H_{c2} / \partial T_c$.

Bei gegebener Temperatur T_c sind die Ableitungen $\partial H_{c2} / \partial T_c$ im Falle von $Mo_{,865}Re_{,135}$ und $Mo_{,725}Re_{,137}Nb_{,061}$ aber für alle Zusatzkonzentrationen gleich, was aus Fig. 5 und Fig. 11 hervorgeht. Deshalb wurde $\kappa_2(T_c, n_a)$ hauptsächlich nur aus den Verhältnissen $\frac{\Delta c(T_c, n_a)}{\Delta c(T_{co})}$ bestimmt. Dadurch wird $\partial H_{c2} / \partial T_c$ eliminiert. κ_{20} folgt primär nur aus Messungen der spezifischen Wärme, weil bei T_{co} die Magnetisierung verschwindet. Aus Magnetisierungsdaten erhält man κ_{20} nur durch Extrapolation von $\kappa_2(T_c)$.

Deshalb haben wir die Daten für κ_2 / κ_{20} aus Messungen von Magnetisierung und spezifischer Wärme am Punkt $T_c / T_{co} = 0,8$, der beiden Meßreihen angehört und dem Punkt 1 am nächsten liegt, gleichgesetzt und damit zwei verschiedene κ_{20} - Werte eingeführt. Die Differenz von 6 % der beiden Werte wird auf kleine systematische Fehler bei der Eichung der Maße für das Magnetfeld und die spezifische Wärme zurückgeführt. Da wir aber nur an den Verhältnissen κ_2 / κ_{20} interessiert

sind, ist es gerechtfertigt, durch eine Reduktion der $\kappa_2(T_c)$ - Werte auf die entsprechenden κ_{20} - Werte die Differenz zwischen $\kappa_2(\text{spez.W.})$ und $\kappa_2(\text{Magnetisierung})$ zu eliminieren.

Fig. 15 zeigt, daß qualitative Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und der Theorie besteht, daß aber alle Steigungen steiler sind, als theoretisch erwartet wurde. Die extrapolierten experimentellen $\kappa_2(T_c)$ -Kurven schneiden die theoretische "Startkurve" an den entsprechenden T_{on_a} - Werten, die aus Fig. 5 entnommen werden können. Der steilere Anstieg läßt vermuten, daß in diesem Fall die Bedingung $l/\xi_0 \ll 1$ nicht erfüllt ist. Eilenberger²¹⁾ hat $\kappa_2(T_c)$ für Supraleiter ohne magnetischen Zusatz aber für verschiedene Werte von l/ξ_0 errechnet und bei einer Zunahme des Verhältnisses l/ξ_0 auch eine größere Steigung der κ_2 - Kurven erhalten.

In Fig. 16 werden eine Eilenberger-Kurve für $l/\xi_0 = 0,1$, der Fulde-Maki - Grenzfall für $l/\xi_0 \ll 1$ und experimentelle Ergebnisse von einigen besonderen Proben verglichen.

Die Ergebnisse für die $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$ - Probe werden besser durch die Eilenberger - Kurve als durch die Fulde-Maki - Kurve approximiert. Für diese Ausgangslegierung ist also wahrscheinlich $l/\xi_0 \approx 0,25$.

Für jene Legierungen aber, bei denen l/ξ_0 durch zusätzlichen Re- oder Re- und Fe - Gehalt verringert wurde, zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem theoretischen κ_2 - Verlauf, wie er in Formel (11) angegeben wurde.

4.3 Festimmung von $\kappa_1(T_c, n_a)$

Für $\kappa_1(T_c, n_a) = H_{c2}(T_c, n_a) / \sqrt{2} \cdot H_c(T_c, n_a)$ wurde etwa die gleiche Temperaturabhängigkeit wie für $\kappa_2(T_c, n_a)$ gefunden. Fig. 17 zeigt die Ergebnisse für die

Mo_{0,865}Re_{0,135} + Fe - Proben. $\kappa_1(T_c, n_a)$ ist normiert auf κ_{10} , den κ_1 - Wert der reinen Probe bei T_{c0} .

Im Gegensatz zu κ_{20} , das aus Messungen der spezifischen Wärme bestimmt wird, kann κ_{10} nicht direkt aus einem Experiment entnommen werden. Daher wurden die Ergebnisse für κ_1/κ_{10} und κ_2/κ_{20} für die reine Mo_{0,865}Re_{0,135} - Probe an einem bestimmten Punkt $T_c/T_{c0} = 0,79$ gleichgesetzt und auf diese Weise κ_{10} bestimmt. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt durch die theoretischen Ergebnisse von Caroli et al.¹⁵⁾ wonach die Abweichung der beiden Werte κ_1/κ_{10} und κ_2/κ_{20} an dieser Stelle weniger als 0,5 % betragen soll. $H_c^2(T_c)$ wurde durch Integration über die gesamte Magnetisierungskurve bestimmt, die bei ansteigendem Feld H gemessen wurde. Dabei wurde der endliche Entmagnetisierungsfaktor berücksichtigt.

Auch die Mo_{0,725}Re_{0,187}Nb_{0,061} + Fe - Proben zeigen für $\kappa_1(T_c, n_a)$ und $\kappa_2(T_c, n_a)$ einen nahezu gleichen Verlauf (Fig. 18).

Die experimentellen Daten werden mit den theoretischen Ergebnissen verglichen. In den Figuren 17 und 18 sind theoretische $\kappa_1(T_c)/\kappa_{10}$ - Kurven eingezeichnet, wie sie von Maki⁵⁾ angegeben werden. Sie sind gültig für Proben ohne magnetischen Zusatz, die die Voraussetzung $\epsilon/\epsilon_0 \ll 1$ erfüllen. Die theoretische Startkurve

für κ_1 , also wieder diejenige Kurve, für die $H = 0$ ist, ist definiert durch:

$$(12) \quad \frac{\kappa_1(T_{c,n_a})}{\kappa_1(T_{co})} = \frac{V(T_{c,n_a})}{V(T_{co})}$$

mit der Abkürzung:

$$V = \frac{\left. \frac{\partial H_{c2}}{\partial T_c} \right|_{T_{c,n_a}}}{\left. \frac{\partial H_c}{\partial T_c} \right|_{T_{c,n_c}}}$$

Die $\kappa_1(T_c)$ Startkurve wurde numerisch errechnet. Dabei wurde ein Ergebnis von Skalski²²⁾ verwendet:

$$(13) \quad \left. \frac{\partial H_c}{\partial T_c} \right|_{T_{c,n_a}} = \frac{1 - \rho \cdot f(2, \frac{1}{2} + \rho)}{[f(3, \frac{1}{2} + \rho) - \rho \cdot f(4, \frac{1}{2} + \rho)]^{\frac{1}{2}}}$$

Hier bedeuten die f -Symbole allgemeine Zeta-Funktionen, die in Zitat 20) definiert sind. Als Ergebnis wurde erhalten, daß die theoretische Startkurve für $\kappa_1(T_{c,n_a})$ bis auf eine Abweichung 0,5 % mit der theoretischen Startkurve für $\kappa_2(T_{c,n_a})$ übereinstimmt.

Zusätzlich wurde der theoretische $\kappa_1(T_{c,n_a})$ - Verlauf bei nicht verschwindenden Magnetfeldern für verschiedene Konzentrationen eines magnetischen Zusatzes abgeschätzt. Dabei wurden für die Funktion $H_c(T_{c,n_a})$ Resultate von Decker und Finnemore²³⁾ eingesetzt. Es stellte sich eine qualitative Übereinstimmung zwischen zugeordneten κ_1 und κ_2 - Werten heraus.

Theorie und Experiment führen also zu dem Schluß, daß für Supraleiter mit $\ell/\xi \ll 1$ und magnetischem Zusatz die Parameter $\kappa_1(T_{c,n_a})$ und $\kappa_2(T_{c,n_a})$ in sehr ähnlichen Beziehungen von der Temperatur und der Konzentration des magnetischen Zusatzes abhängen.

4.4 Untersuchung der Tunnelzustandsdichte

Mit Tunnelexperimenten kann das Elektronen-Anregungsspektrum $N_S(E)$ im Supraleiter bestimmt werden. Aus $N_S(E)$ können als charakteristische Größen der Ordnungsparameter Δ und die Lücke im Anregungsspektrum Ω abgeleitet werden.

Man mißt bei diesen Experimenten den differentiellen Widerstand oder die differentielle Leitfähigkeit einer Tunnel-diode, deren eine Elektrode der zu untersuchende Supraleiter bildet. Als Gegenelektrode dient gewöhnlich ein Normalleiter. Beide Elektroden sind durch einen Isolator getrennt.

Für die Abhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit σ_S von der an der N-I-S - Diode anliegenden Spannung U gilt (vgl. z. Bsp. Schrieffer²⁴) bei einer bestimmten Temperatur:

$$(14) \quad \sigma_S(U) = \sigma_N(U) \int_{-\infty}^{\infty} N_S(E) \cdot \frac{d}{dU} \{ N_N(E - eU) \cdot f(E - eU) \} dE$$

$\sigma_N(U)$ ist die Tunnelleitfähigkeit der Diode für den Fall, daß sich der Supraleiter bei der gleichen Temperatur im Normalzustand befindet. Das ist für Temperaturen $T < T_{cna}$ etwa durch Anlegen eines Magnetfeldes zu realisieren.

$N_S(E)$ und $N_N(E)$ sind die Tunnelzustandsdichten des Supraleiters bzw. des Normalleiters normiert auf $N_N(0)$.

f ist die Fermifunktion. Bei der Temperatur $T = 0^\circ K$ wird die Ableitung der f - Funktion zur δ - Funktion.

Für ein normalleitendes Metall gilt $N_N(U) = 1$ im interessierenden Energiebereich (der vergleichbar mit Δ ist).

Folglich ist dann $\sigma_S(U)/\sigma_N(U) \Big|_{T=0} = N_S(U)$.

Bei unserer experimentellen Ausführung der Tunnelodiode ist, wie auf Seite 7 erläutert, der Normalleiter ein p-dotierter Halbleiter. Durch eine hohe Dotierung ($p \approx 10^{19}/\text{cm}^3$) wird erreicht, daß ähnlich wie in einem Metall $N_N(E - eU) \approx 1$ für die in Betracht kommenden kleinen Werte von U ist. Beim Aufsetzen auf den Supraleiter bildet sich eine Schottky-Barriere als isolierende Schicht, sodaß sich eine Oxidation zur Herstellung einer Barriere erübrigt. Diese Methode zur Herstellung einer Tunnelodiode scheint daher zunächst einfacher zu sein als das übliche Aufdampfverfahren²⁵⁾. Doch es ergeben sich einige typische Schwierigkeiten.

Der Diodenwiderstand ist zwar durch Variation des Andruckes leicht justierbar aber entsprechend empfindlich gegen Erschütterungen. Ferner beobachtet man eine geringe Asymmetrie (Fig. 10) sowie eine für Halbleiter charakteristische Nullpunktanomalie der Leitfähigkeit²⁶⁾, die die Auswertung der experimentellen Ergebnisse erschwert. Ferner ist die Existenz einer dünnen Oxidschicht auf dem Supraleiter, die zusätzliche Komplikationen verursachen kann, nicht ausgeschlossen.

Die genannte Nullpunktanomalie des GaAs erklärt in Fig. 10 den Unterschied in den Meßkurven des differentiellen Widerstandes bei 22°K und bei 6 ° K (Kurve 1 bzw. 2). Dies zeigt auch ein Vergleich mit den Resultaten von Thomas und Queißer²⁷⁾ an n-GaAs-Pd Schottky - Dioden. Auch diese Autoren beobachteten eine Nullpunktanomalie mit einer Halbwertsbreite von etwa 6 meV, die auf eine Elektron - Phonon - Wechselwirkung zurückzuführen ist.

Die übrigen Meßkurven in Fig. 10, die tieferen Temperaturen zugeordnet sind, weichen für Spannungen $|U| \geq 2\text{mV}$ fast nicht voneinander ab. Daraus und wegen der Halbwertsbreite von 6 mV der Anomalie wird geschlossen, daß $\mathcal{C}_N$ sich bei Temperaturen $< T_{c,n_a}$ nicht mehr wesentlich ändert. Für die Auswertung wird daher die Leitfähigkeit $\mathcal{C}_N(U)$ bei 6 °K zu Grunde gelegt.

Es wird nun die gemessene Tunnelleitfähigkeit mit den theoretischen Werten verglichen. Zur Errechnung der theoretischen Tunnelleitfähigkeit nach Formel 14 muß die Tunnelzustandsdichte $N_S(E)$ bekannt sein.

Die Zustandsdichte im Fall paramagnetischer Verunreinigungen wurde von Skalski²²⁾ bei gleichen Annahmen wie in der Theorie von Fulde und Maki⁴⁾ untersucht. Insbesondere wurden hier ebenfalls scharf lokalisierte Magnetische Momente des Zusatzes angenommen. In Fig. 19 sind die Zustandsdichten für verschieden starke Paarbrechung durch einen magnetischen Zusatz als Funktion der reduzierten Energie dargestellt.

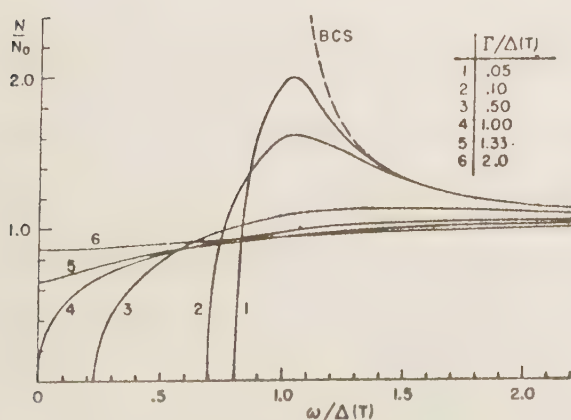


Fig. 19

Zustandsdichten nach Skalski für verschieden starke Paarbrechung

$$\Gamma/\Delta(T) \equiv \frac{4\pi}{3\pi^2} \cdot \frac{\Delta^P(0)}{\Delta(0)} \cdot t \cdot f$$

$\Delta(T)$ bedeutet $\Delta(T, \Gamma)$

$$\Delta^P(0) = \Delta(0, 0)$$

Den Zusammenhang der Größe $\frac{\Gamma}{\Delta(0)}$ mit der Absenkung der Übergangstemperatur zeigt Fig. 20.

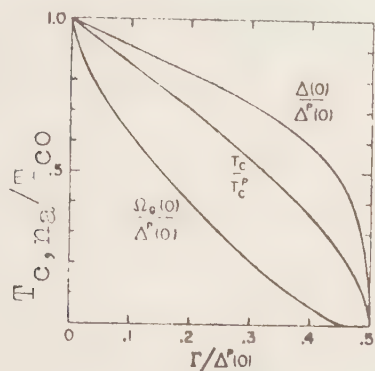


Fig. 20

Die Absenkung der Übergangstemperatur $T_{c,na}/T_{co}$, der Ordnungsparameter $\Delta(0)$ und die Lücke im Anregungsspektrum Ω_0 bei $T = 0^\circ K$ als Funktion der inversen Stoßzeit Γ .

In Fig. 21 im Anhang werden die experimentellen Ergebnisse mit den aus dieser Theorie errechneten Werten verglichen. Die ausgezogenen Kurven wurden aus den gemessenen reziproken differentiellen Widerständen der $Mo_{,865}Re_{,135}$ - Proben ohne Zusatz und mit 0,045 At % Fe erhalten. Die untere Kurve entspricht der reinen Probe bei einer Temperatur von $T = 0,2 \cdot T_{co}$, die obere der Probe mit Zusatz bei $T = 0,25 \cdot T_{co}$. Die Punkte und Kreise sind Werte, die nach Formel 14 errechnet wurden. Dabei wurde für die reine Probe die Zustandsdichte

$$N_{\downarrow}(E) = N_{\uparrow}(E) = \begin{cases} E / \sqrt{E^2 - \Delta^2} & \text{für } |E| \geq \Delta \\ 0 & \text{für } |E| < \Delta \end{cases}$$

und für die Probe mit Zusatz eine modifizierte Zustandsdichte nach Skalski für eine kritische Temperatur

$T_{c,na} = 0,74 \cdot T_{co}$ eingesetzt. Bei der Kurve für die reine Probe wurde mit $\Delta^P(0) = 1,08 \text{ meV}$ angepaßt.

Daraus folgt ein Verhältnis

$$\frac{2 \Delta^P(0)}{k_B T_{co}} = 3,95 \pm 0,15$$

für die reine Probe der $Mo_{,865}Re_{,135}$ - Legierung.

Daraus folgt, daß $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$ ein stark koppelnder Supraleiter ist.

Bei der Probe mit Fe - Zusatz folgt aus Fig. 20 mit $T_{c,n_a}/T_{co} = 0,74$ für $\frac{\Gamma}{4r_j}$ der Wert 0,21. Dem entspricht ein Ordnungsparameter

$$\Delta(0) = 0,84 \cdot \Delta^p(0)$$

und eine Lücke im Anregungsspektrum

$$\Omega_g(0) = 0,45 \cdot \Delta^p(0)$$

Die experimentellen Ergebnisse lassen sich daher durch die Theorie von Skalski²²⁾ gut beschreiben.

Die Unterschiede zwischen den experimentellen und theoretischen Werten sind von gleicher Größenordnung, wie sie etwa Reif und Woolf¹⁾ bei Tunnelexperimenten an Pb mit Gd - Zusatz fanden (Fig. 22).

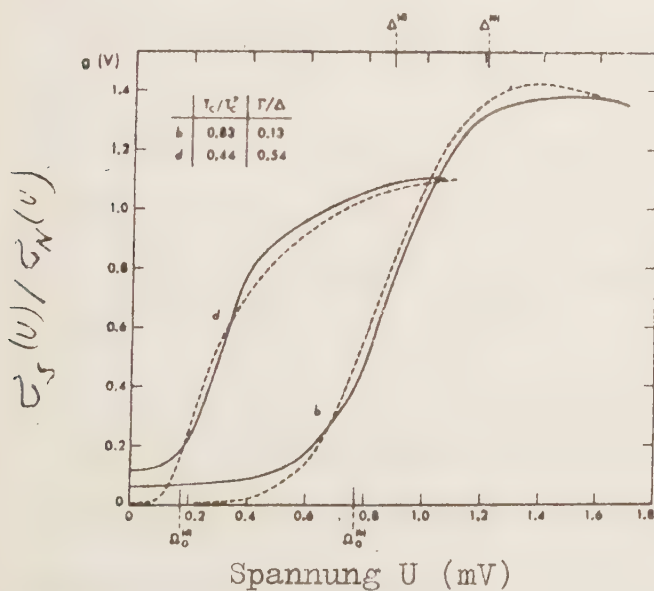


Fig. 22

Tunnelleitfähigkeit von Pb mit Gd - Zusatz (ausgezogene Kurven) nach Reif und Woolf¹⁾ und der theoretische Verlauf nach Skalski

Reif und Woolf stellten aber bei Untersuchungen an In mit Fe - Zusatz wesentlich stärkere Abweichungen von der Theorie fest (Fig. 23)

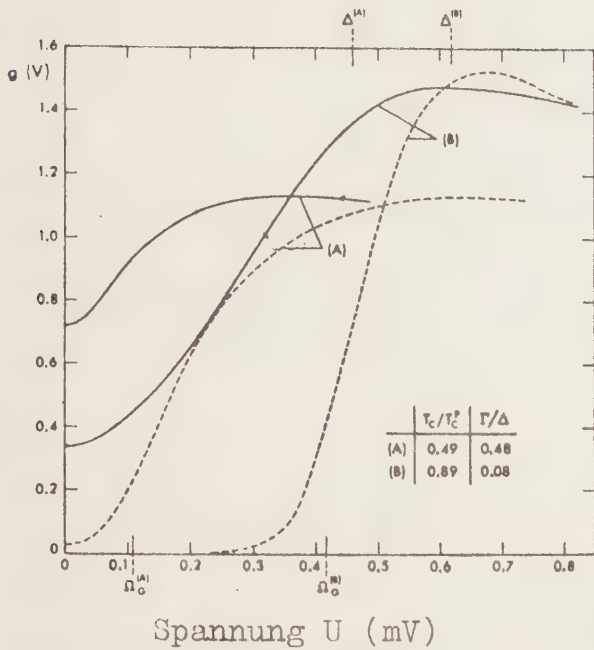


Fig. 23

Tunnelleitfähigkeit von In mit Fe - Zusatz (ausgezogene Kurven) nach Reif und Woolf¹⁾ und der theoretische Verlauf nach Skalski.

Diese Abweichung wird auf die mangelhafte Lokalisierung des Fe - Momentes im In zurückgeführt. Daraus kann man schließen, daß Fe in $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$ besser lokalisiert ist als in In und daß das Maß der Lokalisierung das gleiche ist wie bei der seltenen Erde Gd in Pb.

Von Edelstein et al.²⁸⁾ wurde eine noch stärkere Abweichung innerhalb der Energielücke bei La mit Ce - Zusatz gefunden, die sie auf den Einfluß des Kondo-Effektes zurückführen.

V. Kondo - Effekt bei Mo - Re - Legierungen mit Fe - Zusatz

Sarachik et al.²¹⁾ führten an verschiedenen Mo - Re - Legierungen mit jeweils 1 at % Fe - Zusatz Widerstandsmessungen durch. Sie fanden verschieden stark ausgeprägte Minima im Temperaturverlauf des elektrischen Widerstandes (Fig. 24), die auf dem Kondo-Effekt mit negativer Austauschenergie beruhen. Die Widerstandsminima, die den in dieser Arbeit untersuchten Legierungen entsprechen,

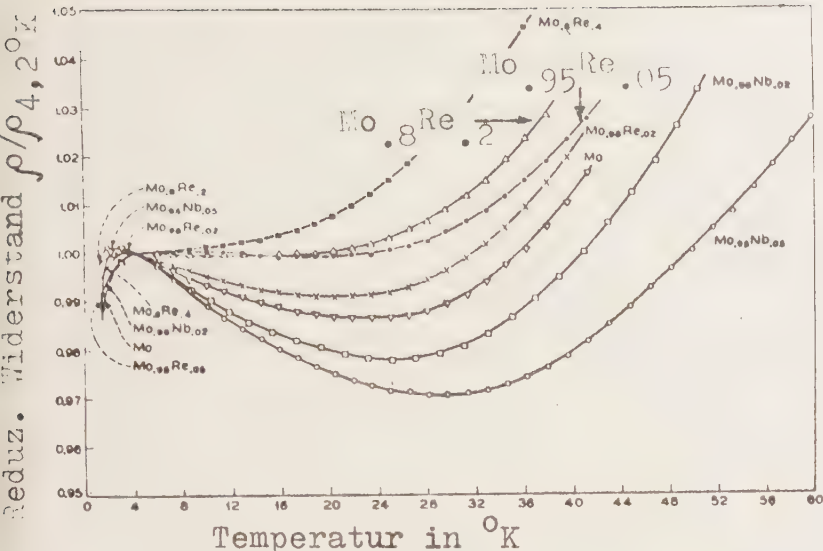


Fig. 24

Elektrischer Widerstand als Funktion der Temperatur für versch.

Mo - Nb.- und Mo - Re - Legierungen mit 1 At % Fe nach Sarachik et al.

sind in Fig. 24 nur sehr schwach ausgeprägt. Deshalb kann aus diesen Messungen nicht die entsprechende Kondo - Temperatur bestimmt werden.

Es ergibt sich die wichtige Frage, wie sich der Kondo-Effekt auf die Temperaturabhängigkeit von $H_{c2}(T_c, n_a)$ und $\kappa_2(T_c, n_a)$ auswirkt. Eguchi und Sugawara¹⁰⁾ fanden zum Bsp. bei La + Ce, das einen stark ausgeprägten Kondo-Effekt zeigt, sehr deutliche Abweichungen gegenüber dem Verlauf nach Fulde und Maki. In einer neueren theoretischen Arbeit berücksichtigt Maki²⁹⁾ den Kondo-Effekt bei der Berechnung von $H_{c2}(T_c, n_a)$, $\kappa_2(T_c, n_a)$ und der Tunnelzustandsdichte $N_s(n_a, E)$. In Anhang C wird die maximal mögliche Auswirkung des Kondo-Effektes auf H_{c2} und die Startkurve von κ_2 an Hand der genannten Arbeit von Maki abgeschätzt. Danach sollte $H_{c2}(T_c, n_a)$ für Temperaturen $T_c \leq 0,3 \cdot T_{co}$ etwas kleinere Werte annehmen, als ohne diesen Effekt zu erwarten wäre (Fig. 27 auf S. 40). Die Startkurve für κ_2 sollte sich geringfügig verschieben (Fig. 26 S. 37). Der Einfluß des Kondo-Effektes auf κ_2 und H_{c2} sollte also erst bei so tiefen Temperaturen und so hohen Fe - Konzentrationen feststellbar sein, wie sie nur bei wenigen unserer Experimente vorlagen.

In keinem der untersuchten Fälle wurden Abweichungen gefunden, die auf den Kondo-Effekt zurückzuführen sind.

Einen stärkeren Einfluß als auf H_{c2} und K_2 sollte der Kondo Effekt auf die Tunnelzustandsdichte haben.

Dazu liegen, wie in 4.4 erwähnt wurde, Meßergebnisse von Edelstein et al.²⁸⁾ an La + Ce vor, die innerhalb der Energielücke eine erhöhte Tunnelleitfähigkeit zeigen.

Da aber auch diese Abweichungen bei dem von uns untersuchten System $Mo_{,865}Re_{,135} + Fe$ gering sind, ist der Kondo-Effekt bei dieser Legierung wahrscheinlich nur sehr schwach ausgeprägt.

V. Schlußbemerkungen

Das Ziel dieser Arbeit war, paarbrechende Effekte in einem Supraleiter unter den verschiedensten Aspekten zu untersuchen und die experimentellen Ergebnisse insbesondere mit der Theorie von Fulde und Maki⁴⁾ zu vergleichen. Die Voraussetzungen der Theorie werden von den untersuchten Proben weitgehend erfüllt:

a) In der Theorie wird vorausgesetzt, daß das Verhältnis $\ell/\xi \leq 0,1$ beträgt. Bei den $Mo_{,865}Re_{,135}$ - Proben ist $\ell/\xi \approx 0,25$.

Bei den $Mo_{,725}Re_{,187}Nb_{,061}$ -Proben ist nach den Ergebnissen für K_2 die Bedingung $\ell/\xi \leq 0,1$ erfüllt.

b) Es wird ferner für die magnetischen Zusätze eine hinreichende Lokalisierung der magnetischen Momente gefordert. Die Tunnelexperimente lassen darauf schließen, daß die Lokalisierung des Fe - Momentes in $Mo_{,865}Re_{,135}$ etwa der Lokalisierung des Momentes von Gd in Pb entspricht.

c) Die Spins des Zusatzes sind entsprechend der Theorie statistisch verteilt. Der Grad der Orientierung ist kleiner als 10 %.

H_{c2} , κ_1 - und κ_2 - Werte bei verschiedenen Temperaturen und Konzentrationen des magnetischen Zusatzes wurden aus Messungen der Magnetisierung und der spezifischen Wärme gewonnen.

Die Ergebnisse für $H_{c2}(T_c, n_a)$ lassen sich gut durch die nach Fulde und Maki gerechneten Kurven approximieren. Die Meßpunkte der Proben mit Zusatz werden gut angepaßt durch Kurven, die aus derjenigen der eisenfreien Probe durch Variation lediglich eines Parameters (τ_2^{-1}) hervorgehen. Nur bei der Probe mit der im Vergleich zur üblichen Fe-Konzentration hohen Co-Konzentration wird die mittlere freie Transportzeit τ_{tr} durch den Zusatz verändert. Die aus der Theorie folgende Additivität der paarbrechenden Effekte bezüglich H_{c2} wird durch die Messungen bestätigt.

Die κ_2 -Ergebnisse stimmen mit der Theorie von Fulde und Maki um so besser überein, je besser die Bedingung $\ell/\xi_0 \leq 0,1$ erfüllt ist. Die Messungen zeigen, daß κ_2 nicht nur eine Funktion der reduzierten Temperatur ist, sondern von der Konzentration des magnetischen Zusatzes deutlich abhängt. Daraus folgt, daß die paarbrechenden Effekte von Magnetfeld und magnetischem Zusatz bezüglich κ_2 nicht additiv wirken.

Die auf κ_{10} reduzierten $\kappa_1(T_c, n_a)$ - Ergebnisse sind nahezu identisch mit den auf κ_{20} reduzierten Ergebnissen für $\kappa_2(T_c, n_a)$. Eigene Rechnungen, bei denen Resultate von Skalski²²⁾ und von Decker und Finnemore²³⁾ verwendet wurden, zeigen, daß diese Übereinstimmung von κ_1 und κ_2 für $\ell/\xi_0 \ll 1$ auch von der Theorie her bestehen soll.

Die Tunnelzustandsdichte $N_S(U)$ wurde an zwei Proben mit der Halbleiterkontakt-Methode untersucht. Die Ergebnisse lassen sich durch die Theorie von Skalski²²⁾ beschreiben.

Diese Untersuchungen werden noch mit der zuverlässigeren Oxidkontaktmethode²⁵⁾ fortgesetzt.

Ich danke Herrn Professor Martienssen für die Aufnahme in sein Institut und für die Förderung dieser Arbeit.

Besonders Herrn Dr. N. Barth bin ich für Rat und Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Herrn Professor P. Fulde danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wichtige Hinweise.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dipl. Phys.

K. Knorr und G. Henselmann, die in häufigen Diskussionen zur Klärung mancher Probleme beigetragen haben.

Ich danke der Siemens AG für die Bereitstellung einer supraleitenden Spule und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für einen zur Verfügung gestellten

HF-Generator und für Gelder zur Durchführung numerischer Rechnungen am Rechenzentrum in Darmstadt.

Literatur

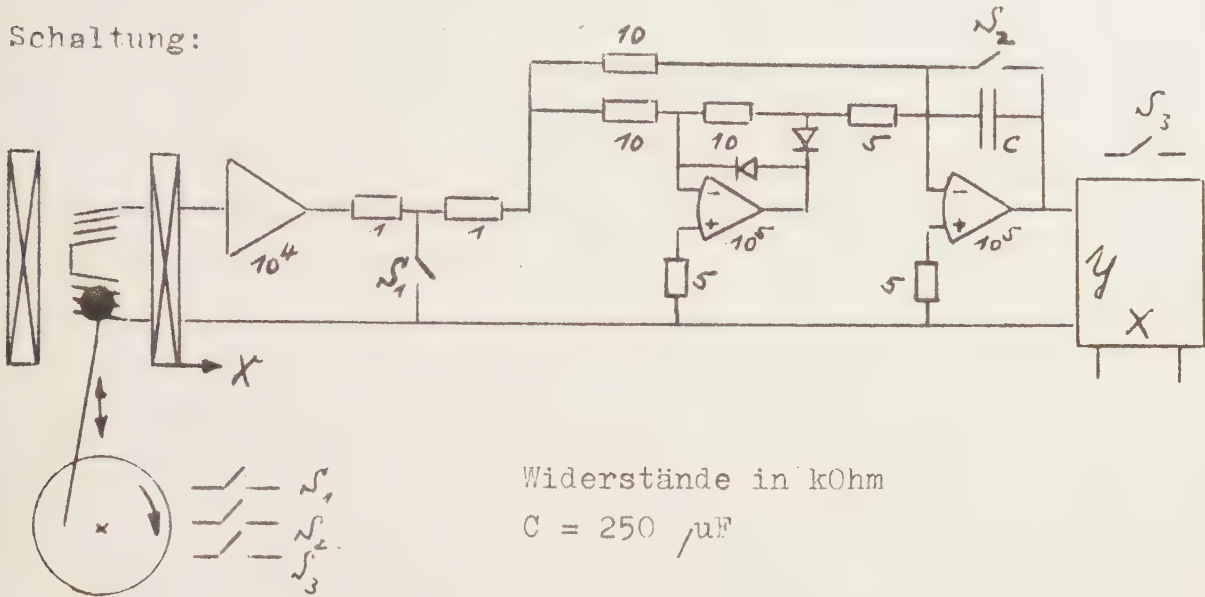
1. M. A. Woolf, F. Reif, Phys. Rev. 137, p. A557 (1965)
2. A. A. Abrikosov, C. P. Gorkov, JETP 8, p. 1090 (1959)
JETP 12, p.1243 (1961)
3. K. Maki, P. Fulde, Phys. Rev. 140, p. A 1586 (1965)
4. P. Fulde, K Maki, Phys. Rev. 141, p. 275 (1966)
Phys. Rev. 147, p. 414 (1966)
5. K. Maki, Physics 1,1 p. 21 (1964)
6. K. Noto, Y. Muto, T. Fukuroi, Journ. Phys. Soc. of Japan
Vol. 21, p.11 (1966)
7. M. B. Maple, Phys. Lett. 26A, p. 513 (1968)
8. J. E. Crow, R. D. Parks, Phys. Lett. 21, p. 378 (1966)
9. R. A. Hein, B. T. Matthias, R. L. Falge, E. Corenzwit,
Phys. Rev. Lett. 2, p. 500 (1959)
10. H. Eguchi, T. Sugawara, Phys. Lett. 25A, p. 668 (1967)
11. R. P. Guertin, W. E. Masker, T. W. Mihalisin, R. P. Groff,
R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. 20, p. 387 (1968)
12. N. Barth, H. E. Hoenig, P. Fulde, Sol. State Comm. 5,
p. 459 (1967)
13. W. C. H. Joiner, R. D. Blaugher, Rev. Mod. Phys. 36,
p. 67 (1964)
14. A. M. Clogston, B. T. Matthias, Phys. Rev. 125, p. 541
(1962)

15. C. Caroli, M. Cyrot, P. De Gennes, Sol. State Comm. 4,
p. 17 (1966)
16. R.R. Hake, Phys. Rev. 123, p. 1986 (1961)
17. S.v. Molnar, W.A. Thompson, A.S. Edelstein
Appl. Phys. Lett. 11, p. 163 (1967)
18. K. Knorr, Diplomarbeit Universität Frankfurt (1967)
19. B.T. Matthias, M. Peter, Phys. Rev. Lett. 5, p.542(1960)
20. M.P. Sarachik, E. Corenzwit, L.D. Longinotti
Phys. Rev. 135, p. 1041 (1964)
21. G. Eilenberger, Phys. Rev. 147, p. 414 (1966)
22. S. Skalski, O. Betbeder Matibed, P.R. Weiss
Phys. Rev. 136, p. 1500 (1964)
23. W.R. Decker, D.K. Finnemore, Phys. Rev. 172, p.430 (1964)
24. J.R. Schrieffer, Superconductivity, Benjamin NY (1964)
25. I. Dietrich, Zeitschr. Naturforschung 17a, p.94 (1962)
26. J.W. Conley, G.D. Mahan, Phys. Rev. 161 p. 681 (1967)
27. P. Thomas, H. Queißer, Phys. Rev. 175, p. 983 (1968)
28. A.S. Edelstein, Phys. Rev. Lett. 19, p. 1184 (1967)
29. K. Maki, Anomalous Scattering due to Magnetic Impurities
in Gapless Superconductors (soll veröffentlicht werden)

Anhang A

Elektronische Mittelung der Magnetisierungssignale.

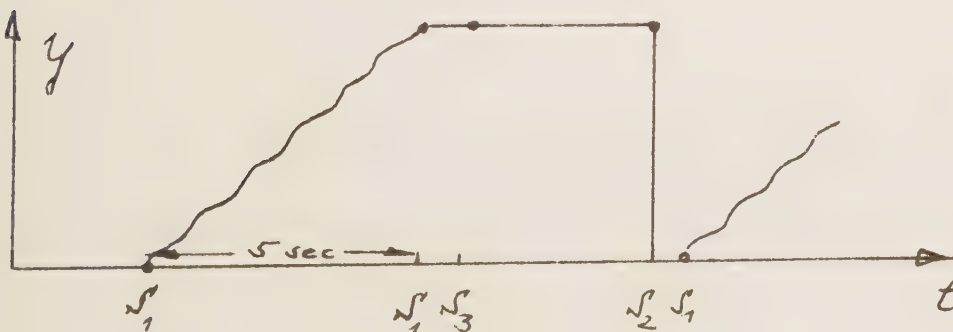
Schaltung:



Funktion:

Schalter S_1 schließt und öffnet während genau zehn Induktionsperioden. Schalter S_2 bringt den Integrierer wieder in Ausgangsposition (schließt den Integrierkondensator kurz). Schalter S_3 setzt die Feder des X - Y - Schreibers auf.

Schalttschema:



Anhang B

Programm zur Auswertung der Daten zur spezifischen Wärme.

Bei den Messungen der spezifischen Wärme wurde eine konventionelle Wärmepulsmethode mit den Verfeinerungen von Hake¹⁶⁾ angewandt. Zur Temperaturmessung dient ein Kohle-Schichtwiderstand, der in einer Wheatstonebrücke liegt. Das Differenzsignal der Brücke wird verstärkt und gegen die Zeit aufgeschrieben. Die anfallenden Daten wurden mit einem Rechenprogramm verarbeitet.

Allgemeine Daten:

1. Drei Eichwerte des Kohlewiderstandes
2. Widerstand des Probenheizers bei 4 °K RH
3. Masse der Probe AM

Charakteristische Daten bei einem Wärmepuls:

1. Widerstand zugeordnet der abgeglichenen Brücke RE
2. Differenzsignale der Brücke in Schreiber Skt R1, R2, R3
3. Eichung der Schreiber Skt in Ohm EI
4. Heizdauer in sec Z
5. Heizstrom AI

Arbeitsweise des Programmes:

1. Bestimmung der drei Parameter für die Interpolationsfunktion $T(R)$ nach $A + B/T = \ln R + C/\ln R$ aus den Eichdaten
2. Abarbeiten der Daten nach dem Schema:

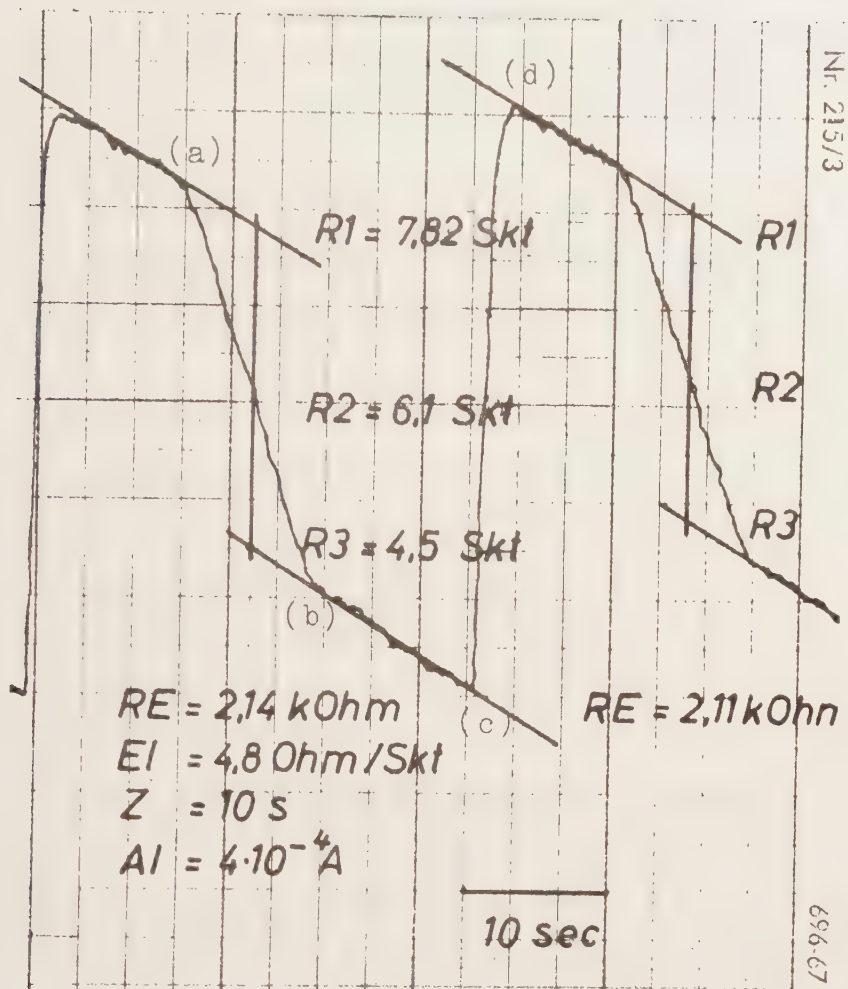
$$T = f_1(R)$$

$$\Delta T = df_1(R)/dR \cdot \Delta R$$

$$c = f_2(\Delta T, \Delta Q, AM)$$

Korrektur von $c(T)$ durch Berücksichtigung der sp. W. von Heizer und Meßwiderstand.

Typische Aufwärmkurve einer Probe:



(a) Heizstrom an

(b) Heizstrom aus

(c) - (d) Neuer Abgleich der Brücke

Eine konstante Drift der Temperatur ist überlagert.

Die extrapolierte Temperaturdifferenz nach der halben Heizperiode wird ausgewertet.


```

SPEZIFISCHE WAERME DIREKT
DIMENSION R1(2),R2(2),R3(2),AI(2),M(5)
DIMENSION Z(2)
DIMENSION CCC(6),TTT(6)
DIMENSION RE(2),EI(2)
II = 1

```

Unterprogramm zur Errechnung von A, B und C

CALL UP1(A,B,C) ← aus den Eichdaten des Kohlewiderstandes
 nach der Cramerschen Regel.

```

20  READ(5,20) RH,AM
    FORMAT ( 2F 10.3)
123  WRITE(6,123) RH,AM
    FORMAT( 10X 4HRH = F10.3, 10X 4HAM = F 10.3)
    WRITE (6,30)
30  FORMAT(1H1 8X 1HT 15X 1HC 18X 4HT**2 15X 3HC/T )
38  READ (5,1) (R1(I),R2(I),R3(I),RE(I),EI(I),AI(I),Z(I),M(I),I=1,2)
1  FORMAT(2(4F5.2,F10.2,F3.0,F4.0,I3))

37  DO 5 I = 1,2
    IF( M(I) - 1 ) 2,3,33
3  WRITE(6,40)
40  FORMAT(1H1 8X 1HT 15X 1HC 18X 4HT**I 15X 3HC/T )
    II = 1
2  CONTINUE
    R1(I) = RE(I)*1.0E03 + R1(I)*EI(I)
    R3(I) = RE(I)*1.0E03 + R3(I)*EI(I)
    R2(I) = RE(I)*1.0E03 + R2(I)*EI(I)
    RA = R2(I) - 90.0
    RR = ALOG10(ABS(RA))
    T = B/(RR + C/RR - A )
    TT = T*T
    DR = B/T/T/(1.0 - C/RR**2)/0.4348*(R2(I) - 90.0)
    DELR = ( R1(I) - R3(I) )
    DELT = DELR/DR
    CC= RH*AI(I)*AI(I)*1.0E-08/AM/DELT *Z(I)
    KORREKTUR KOHLEWIDERSTAND
    CC = CC - 0.072/AM*(0.0585*T**3 + 0.725*T)*1.0E-04
    CT =CC/T
    CTT = CC/T/T
    RRR = R2(I)
    WRITE ( 6,4) T,CC,TT,CT,CTT,RRR
4  FORMAT ( 10X F10.4,E15.4,F20.4, E15.4,E 20.4,F20.0)

    CCC(II) = CC
    TTT(II) = T
    IF(II-4) 100,101,101
101  CCM = ( CCC(1) + CCC(2) + CCC(3) + CCC(4))/4.0
    TTM = ( TTT(1) + TTT(2) + TTT(3) + TTT(4) )/4.0
    TTTM=TTM*TTM
    CTM = CCM/TTM
    CTTM = CTM/TTM
    WRITE(6,200) TTM,CCM,TTTM,CTM,CTTM
200  FORMAT( 11X F10.4,E15.4,F20.4,E15.4,E20.4)
    II = 0
100  CONTINUE
    II = II + 1

5  CONTINUE
GO TO 38
33  STOP
END

```


Anhang C

Abschätzung der maximal möglichen Auswirkung des Kondo - Effektes auf die Temperaturabhängigkeit von H_{c2} und κ_2 .

Nach Maki²⁷⁾ wird im Falle des Kondo - Effektes die Relaxationszeit τ_2 eine Funktion des Summationsindex n etwa in der Formel für die Übergangstemperatur

$$(4a) \quad \ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\rho[\tau_2(n)]}{(n+\frac{1}{2}) \left[(n+\frac{1}{2}) + \rho[\tau_2(n)] \right]}$$

bei der hier die ψ -Funktionen als Reihen ausgeschrieben wurden, oder auch in den Formeln (11a) und (11b) auf S. 16 für $f(\rho, \rho_i)$ und $g(\rho)$, aus denen sich κ_2 errechnet.

Die Funktion $\tau_2^{-1}(n)$ ist für eine negative Austauschenergie J wie in unserem Fall eine monoton fallende Funktion von n .

und zwar um so steiler fallend, je stärker der Kondo-Effekt ist. Wir nehmen nun zwei Grenzfälle an: 1) Ohne den Kondo - Effekt ist der Paarbrechungsparameter ρ_i von n unabhängig (Fig. 26, kreisförmige Zeichen).

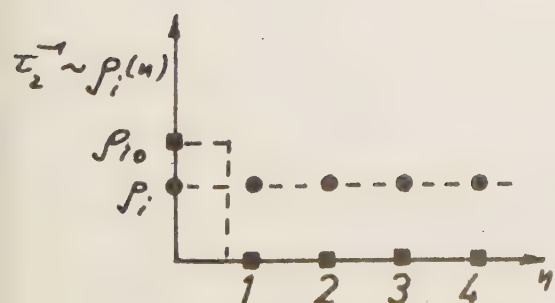


Fig. 25 Die Funktion $\tau_2^{-1}(n)$ ohne und mit starkem Kondo - Effekt (Kreise bzw. Quadrate)

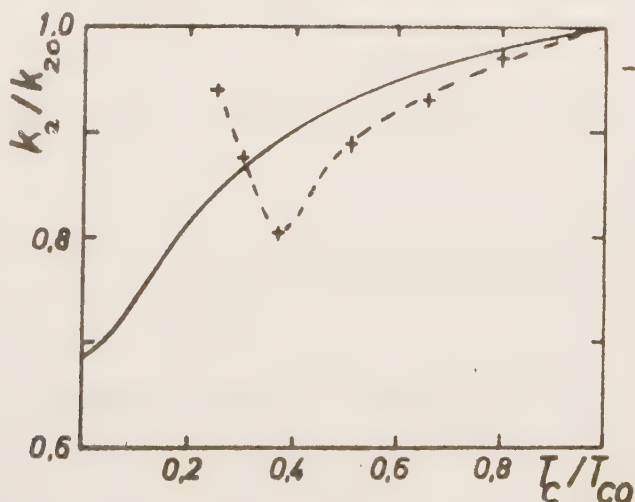


Fig. 26 Startkurve für κ_2 / κ_{20} ohne und mit starkem Kondo - Effekt (ausgezogene bzw. unterbrochene Kurve)

2) Bei anwesendem Kondo-Effekt wird ρ_i ersetzt durch

$$(15) \quad \rho_i(n) = \begin{cases} \rho_{i0} & \text{für } n = 0 \\ 0 & \text{für } n > 0 \end{cases}$$

(siehe Fig. 25, quadratische Zeichen). Dieser Fall ist der Grenzfall mit dem stärksten Effekt. ρ_{i0} ist so bestimmt, daß es zur gleichen Übergangstemperatur (Formel 4a) führt:

$$(16) \quad \rho_{i0}(T_c/T_{co}) = \frac{-0,25 \cdot \ln(T_c/T_{co})}{1 + 0,5 \cdot \ln(T_c/T_{co})}$$

Wie sich unter dieser Annahme die Startkurve für κ_2 verschiebt, zeigt Fig. 26 (unterbrochene Kurve).

Liegt also bei einem Experiment der Kondo-Effekt vor, so sollten die experimentellen Werte für κ_2 zwischen den in Fig. 26 angegebenen Kurven liegen.

Bei unseren Experimenten erhielten wir ergebnisse zur Starkurve von κ_2 im Temperaturbereich $0,6 \leq T_{c,n_a}/T_{co} \leq 1$. Die abgeschätzte maximale Abweichung durch den Kondo-Effekt liegt innerhalb der Meßfehlerbreite. Daher kann ausgehend von den κ_2 -Ergebnissen keine Aussage über den Kondo-Effekt gemacht werden.

Auswirkung des Kondo-Effektes auf die Temperaturabhängigkeit von $H_{c2}(T_c, n_a)$:

Wie im Fall von κ_2 wird danach gefragt, welche Veränderung eine Stufenfunktion $\rho_i(n)$ wie in Formel 15 definiert an Stelle von ρ_i bei einer festgehaltenen Übergangstemperatur verursacht. In diesem Fall wird ρ_H und damit H_{c2} verändert. Wenn in der Formel für die Übergangstemperatur (4a) $\rho = \rho'_i(n) + \rho'_H$ gesetzt wird, so folgt:

$$(17) \quad \rho'_{io}(t) = \frac{-\frac{1}{2}(\ln t + \rho'_H(t) \cdot \Sigma) \left(\frac{1}{2} + \rho'_H(t) \right) - \rho'_H(t)}{1 + \frac{1}{2} [\ln t + \rho'_H \cdot \Sigma]}$$

wobei $t = T_c/T_{co}$ bedeutet und

$$(17a) \quad \Sigma \equiv \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\left(n + \frac{1}{2}\right) \left(n + \frac{1}{2} + \rho'_H\right)}$$

In Formel (17) ist eine implizite Funktion $\rho'_H(t) [\rho'_{io}(t)]$ gegeben, die nach $H_{c2}(t)$ aufgelöst werden muß.

$\rho'_{io}(t)$ ist der vom magnetischen Zusatz herrührende Anteil zur Paarbrechung, der mit $\rho'_H(t)$ zusammen die Übergangstemperatur t festlegt.

$\rho'_{io}(t)$ kann in erster Näherung bestimmt werden, wenn folgende plausible Annahme gemacht wird:

$$(18) \quad \frac{\rho'_{io}(t)}{\rho'_i(t)} = \frac{\rho_{io}(t)}{\rho_i(t)}$$

mit $\rho_i(t) = \rho(t)$ und $\rho_{io}(t)$ nach Formel 16.

Diese Annahme besagt, daß der Anteil $\rho'_{io}(t)$ durch den Kondo - Effekt im gleichen Maß vergrößert wird, wie wenn die gesamte Paarbrechung durch den magnetischen Zusatz bewirkt würde.

Formel 18 wird nach $\rho'_{io}(t)$ aufgelöst:

$$(19) \quad \begin{aligned} \rho'_{io}(t) &= \rho'_i(t) \cdot \frac{\rho_{io}(t)}{\rho_i(t)} \\ &= \frac{t_a}{t} \cdot \rho'_i(t_a) \cdot \frac{\rho_{io}(t)}{\rho_i(t)} \quad \text{mit } t_a = T_{c,na}/T_{co} \end{aligned}$$

Da $\rho_i(t_a) = \rho(t_a)$ gilt, ist $\rho'_{io}(t)$ eine Funktion von bekannten Größen.

Mit dieser Annahme wurde die implizite Gleichung (17) iterativ gelöst. Das Ergebnis zeigt Fig. 27.

Es entspricht qualitativ demjenigen, das Eguchi und Sugawara¹⁰⁾ mit der für $T_c \gg T_K$ gültigen Näherung eines temperaturabhängigen τ_2^{-1} erhielten.

Deutliche Abweichungen vom theoretischen $H_{c2}(T_c, n_a)$ - Verlauf ohne Kondo-Effekt treten erst bei reduzierten Übergangstemperaturen auf, die kleiner sind als $T_c/T_{c0}=0,3$. Wie ein Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen in Fig. 5 zeigt, liegen nur wenige Meßpunkte in demjenigen Temperaturbereich, in dem überhaupt Abweichungen auftreten sollten. Aber auch diese Meßwerte scheinen darauf hinzudeuten, daß kaum Differenzen im oben beschriebenen Sinne auftreten.

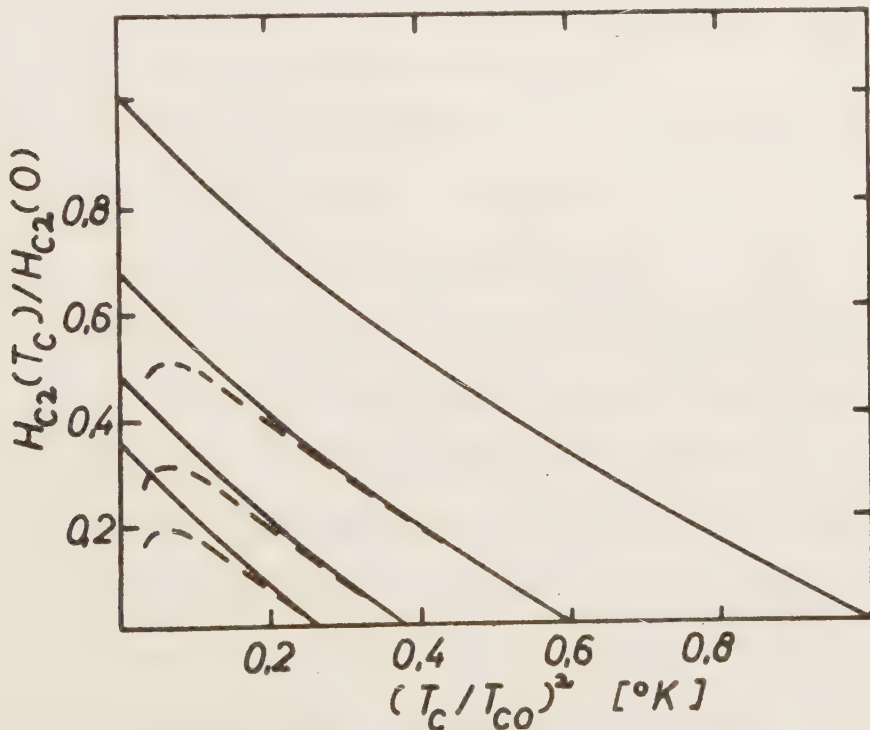


Fig. 27 Theoretischer $H_{c2}(T_c, n_a)$ - Verlauf und maximale Verschiebung hervorgerufen durch den Kondo-Effekt.

Erklärung der Figuren

- Fig. 1 Die Magnetisierungskurve einer reinen $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$ -Probe bei $4,2^\circ \text{K}$ ist dargestellt. Der Entmagnetisierungsfaktor N ist $0,39$. Das kritische Feld $H_{c2} = 1,57 \text{ kOe}$. Ein thermodynamisches kritisches Feld $H_c = 0,47 \text{ kOe}$ wurde aus der Fläche unter der Magnetisierungskurve für ansteigendes Feld bestimmt.
- Fig. 2 Magnetisierungskurve einer $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$ Probe mit etwa $0,06 \text{ At.\% Fe}$ - Zusatz. Der Entmagnetisierungsfaktor N ist $0,375$. $H_{c2} = 1,44 \text{ kOe}$. $H_c = 0,408 \text{ kOe}$.
- Fig. 3 (a) Annäherung an die Phasengrenzkurve bei Magnetisierungsmessungen
(b) Weg im Phasendiagramm bei Messungen der spezifischen Wärme im Magnetfeld.
- Fig. 4 Spezifische Wärme einer $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}\text{Fe}_{,0006}$ -Probe in einer $c/T_c^2(T_c)$ - Darstellung. Die mit kreisförmigen Symbolen dargestellten Daten entsprechen einem Magnetfeld $H = 0,65 \text{ kOe}$, die anderen zu höheren Magnetfeldern, bei denen die Probe im Normalzustand ist. Die ausgezogene Kurve entspricht $C = 3,0 \cdot 10^{-5} T + 3,53 \cdot 10^{-7} T^3 (\text{Joule} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$
- Fig. 5 Oberes Kritisches Feld $H_{c2}(T_c, n_a)$ von $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$ -Proben mit Fe - Zusatz. Der Fe - Gehalt wächst von rechts nach links. Die schwarzen Punkte sind die Ergebnisse von Messungen der spezifischen Wärme.

Die quadratischen Punkte entsprechen einer Probe mit $0,45 \pm 0,05$ At % Fe. Bei dieser Probe wurde eine chemische Analyse ausgeführt. Die ausgezogenen Kurven sind die theoretischen $H_{c2}(T_c, n_a)$ - Funktionen nach Fulde und Maki⁴⁾ mit der Annahme einer konstanten freien Weglänge der Elektronen bei allen Proben.

Fig. 6 Die Steigung der Magnetisierungskurven bei $H_{c2}(T_c, n_a)$ für $\text{Mo}_{0,865}\text{Re}_{0,135}$ - Proben mit verschiedenen Fe - Konzentrationen (es sind die gleichen Proben und Symbole wie in Fig. 5). Das Magnetfeld nimmt von rechts nach links zu. Die Kreuze entsprechen den extrapolierten Steigungen an den zugeordneten Übergangstemperaturen T_{c, n_a} wo das Magnetfeld verschwindet.

Fig. 7 Die Temperaturabhängigkeit des Sprunges in der spezifischen Wärme für mehrere $\text{Mo}_{0,865}\text{Re}_{0,135}$ - Proben mit Fe - Zusatz (gleiche Symbole wie in den Figuren 5 und 6)

Fig. 8 Differentieller Widerstand $\frac{dU}{dI}$ einer $\text{Mo}_{0,865}\text{Re}_{0,135}$ - GaAs - Tunnel diode als Funktion der Diodenspannung U bei $T = 0,2 \cdot T_{c0}$. Bei kleinen Spannungen wurde der Ordinaten nullpunkt zweimal verschoben. Die unterbrochene Kurve ist $\frac{dU}{dI}$ für die Probe im Normalzustand.

Fig. 9 Der differentielle Widerstand $\frac{dU}{dI}(U)$ und die Strom - Spannungs - Charakteristik einer $\text{Mo}_{0,865}\text{Re}_{0,135}\text{Fe}_{0,00045}$ - GaAs - Tunnel diode bei $T = 0,25 \cdot T_{\text{Co}} = 1,55 \text{ } ^\circ\text{K}$.

Bei kleinen Spannungen wurde der Ordinaten-nullpunkt verschoben. Die unterbrochene Kurve ist $\frac{dU}{dI}$ für die Probe im Normalzustand.

Fig. 10 Differentieller Widerstand $\frac{dU}{dI}(U)$ einer $\text{Mo}_{0,865}\text{Re}_{0,135}\text{Fe}_{0,00045}$ - GaAs - Tunnel diode in logarithmischer Auftragung.

Die Kurven 1 - 5 entsprechen den Temperaturen: 22° , $\approx 6,3^\circ$, $4,17^\circ$, $2,3^\circ$ bzw. $1,7^\circ \text{ K}$.

Die Übergangstemperatur der Probe beträgt $4,5 \text{ } ^\circ\text{K}$.

Sei Kurve 3 setzt die Supraleitung gerade ein.

Fig. 11 Obere kritische Felder $H_{c2}(T_c, n_a)$ für eine reine $Mo_{0,725}Re_{0,187}Nb_{0,061}$ - Probe (obere Kurve) und für eine andere Probe mit 0,08 At % Fe - Zusatz (untere Kurve). Die schwarzen Symbole entsprechen wieder den Daten aus Messungen der spezifischen Wärme. Die Kurven sind die theoretischen $H_{c2}(T_c, n_a)$ - Funktionen nach Zitat 4) bei einer konstanten elektronischen freien Weglänge.

Fig. 12 Die Steigungen der Magnetisierungskurven bei $H_{c2}(T_c, n_a)$ und die Sprünge in der spezifischen Wärme für die Proben von Fig. 11

Fig. 13 Das obere kritische Feld $H_{c2}(T_c, n_a)$ für eine reine $Mo_{0,815}Re_{0,185}$ - Probe und eine zweite mit 0,2 At % Co - Zusatz. Die Kurven sind die theoretischen H_{c2} - Funktionen nach Zitat 4) für ein konstantes τ_{tr} (ausgezogene Kurve) und für ein um 10 % verkleinertes τ_{tr} (gestrichelte Kurve).

Fig. 14 Die theoretische Temperaturabhängigkeit von $\kappa_2(T_c/T_{c,n_a})/\kappa_{20}$ für verschiedene Konzentrationen eines magnetischen Zusatzes. Die Kurven 1 - 5 entsprechen den Parametern $\int_0^1 T_c/T_{co} = 0; 0,04; 0,075; 0,1; 0,12$. Die Startkurve 6 ist einem Supraleiter ohne Feld aber mit variierender Zusatzkonzentration zugeordnet.

Fig. 15 Experimentelle Temperaturabhängigkeit von κ_2/κ_{20} für $Mo_{0,865}Re_{0,135}$ - Proben mit Fe - Zusatz.

(Die Symbole sind die gleichen wie in den Figuren 5,6,7)
 Zusätzlich sind die theoretischen Kurven 1 und 6
 aus Fig. 14 eingetragen.

Fig. 16 Experimentelle Temperaturabhängigkeit von κ_2/κ_{20}

- Magnetisierungsdaten für eine reine $\text{Mo}_{,725}\text{Re}_{,187}\text{Nb}_{,061}$
 Probe mit $T_{\text{co}} = 5,0^\circ\text{K}$, $\kappa_{20}(\text{Magnetisierung}) = 4,1$
 und $\kappa_{20}(\text{spez.W.}) = 3,9$.
- ■ Magnetisierungs- bzw. spezifische Wärme - Daten
 für eine $\text{Mo}_{,725}\text{Re}_{,187}\text{Nb}_{,061}\text{Fe}_{,0008}$ - Probe.
- ◆ ◆ Magn.- und spez. W. - Daten für eine $\text{Mo}_{,815}\text{Re}_{,135}\text{Co}_{,002}$
 Probe mit $T_{\text{co}} = 8,27^\circ\text{K}$.
- ▼ ▼ Zum Vergleich die Magn.- und spez. W. - Daten
 für $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135}$.

Zusätzlich sind die theoretischen Kurven 1 und 6 aus
 Fig. 14 und die Eilenberger - Kurve mit $e/f_0 = 0,1$
 (obere Kurve) eingezeichnet.

Fig. 17 Die experimentelle Temperaturabhängigkeit von

$\kappa_1(T_c/T_{\text{co},n_a})/\kappa_{10}$ für $\text{Mo}_{,865}\text{Re}_{,135} + \text{Fe}$ - Proben.

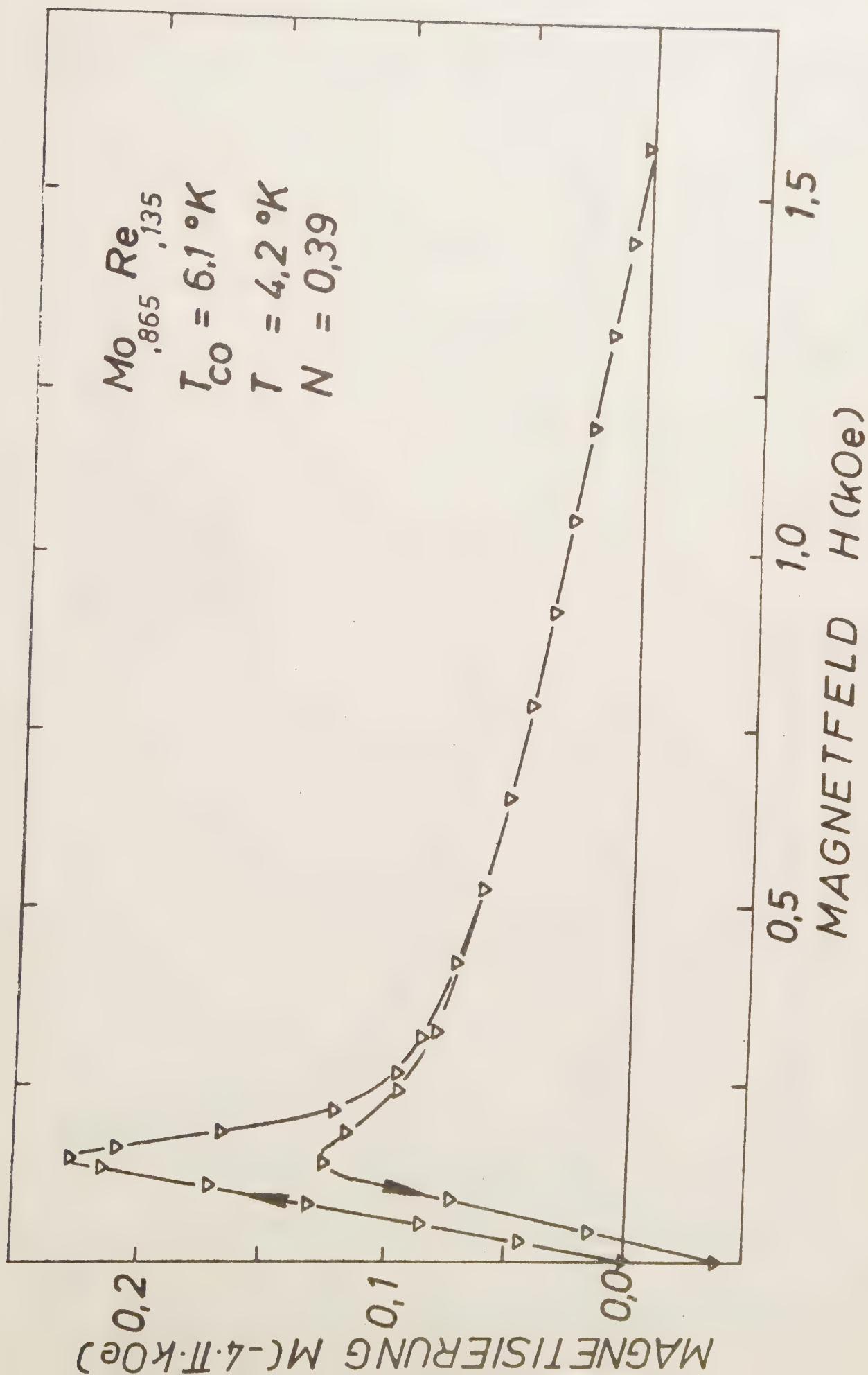
Die obere Kurve ist die theoretische Abhängigkeit,
 die von Maki⁴⁾ angegeben wurde, die untere ist Kurve 6
 aus Fig. 14, die auch Startkurve für κ_1 ist.

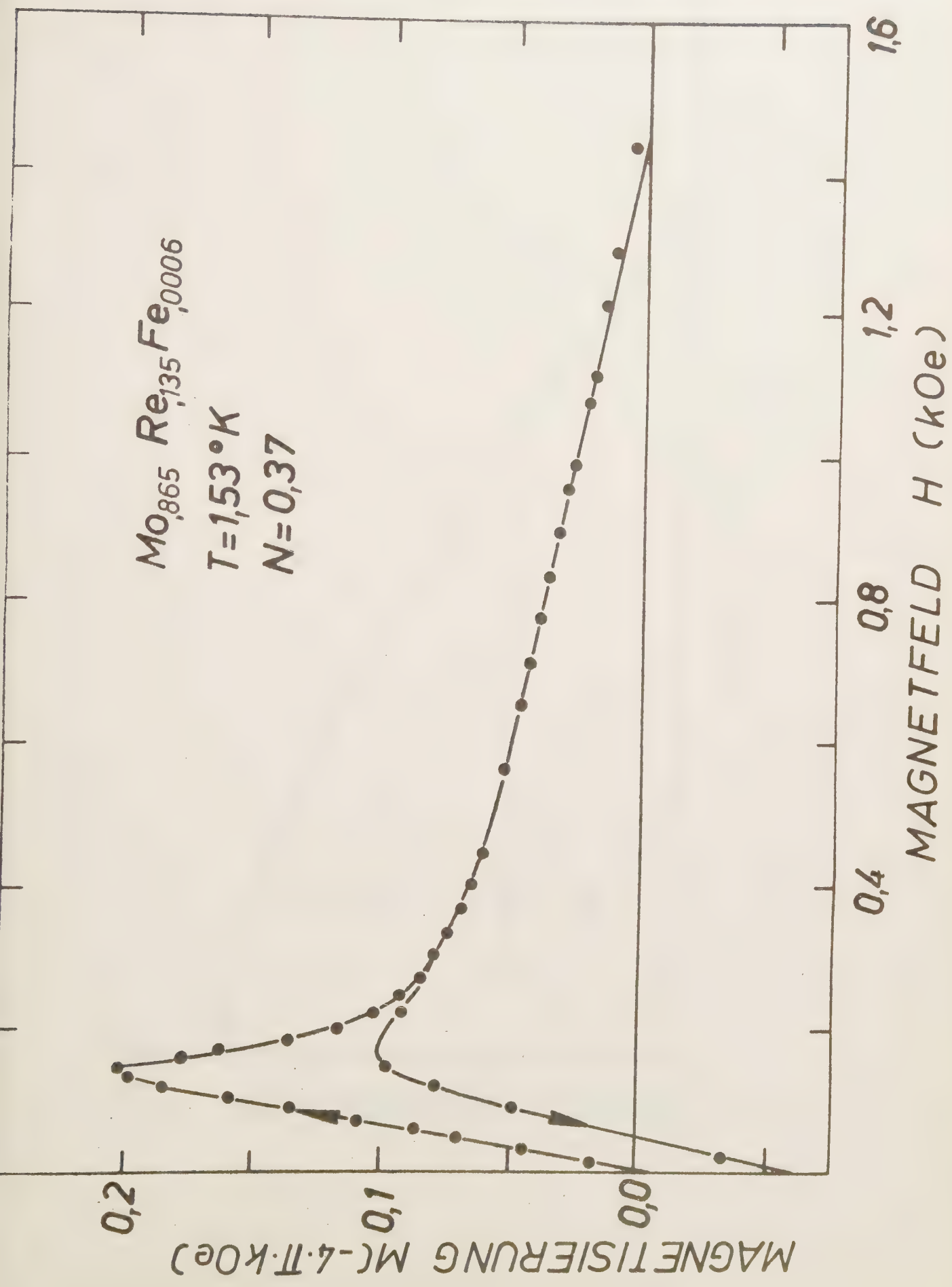
Fig. 18 Die experimentelle Temperaturabhängigkeit von κ_1/κ_{10}

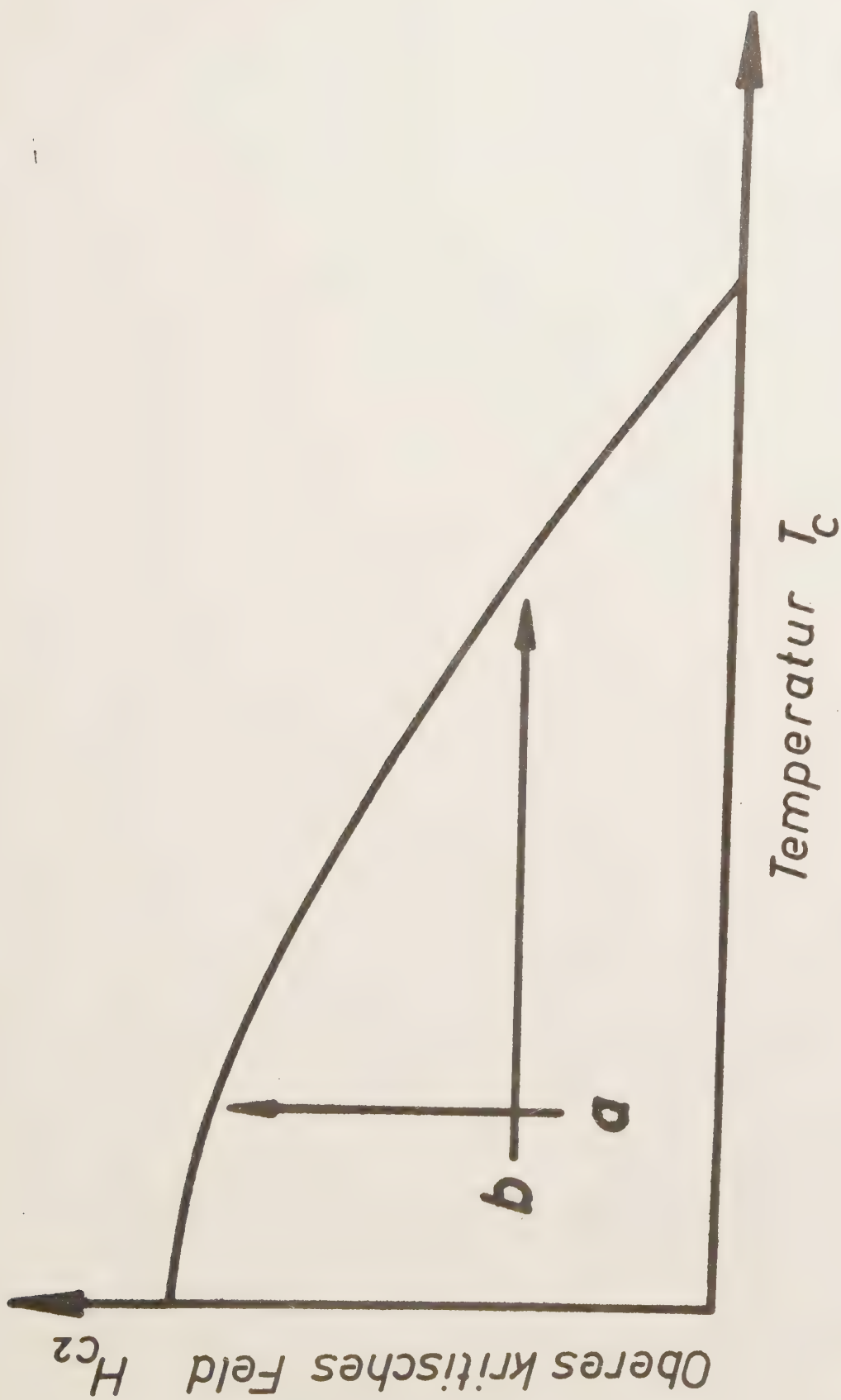
für $\text{Mo}_{,725}\text{Re}_{,187}\text{Nb}_{,061} + \text{Fe}$ - Proben.

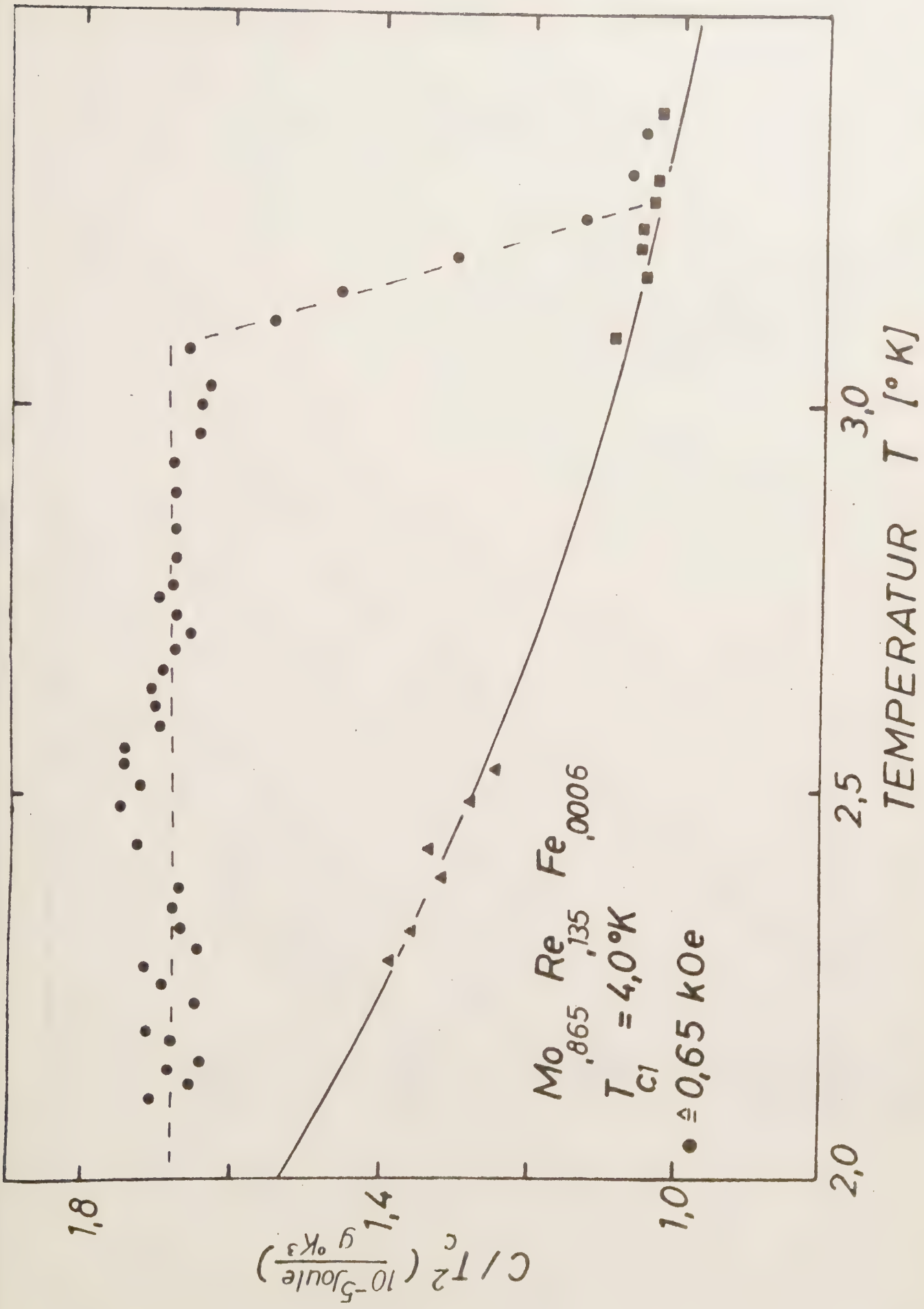
Fig. 21

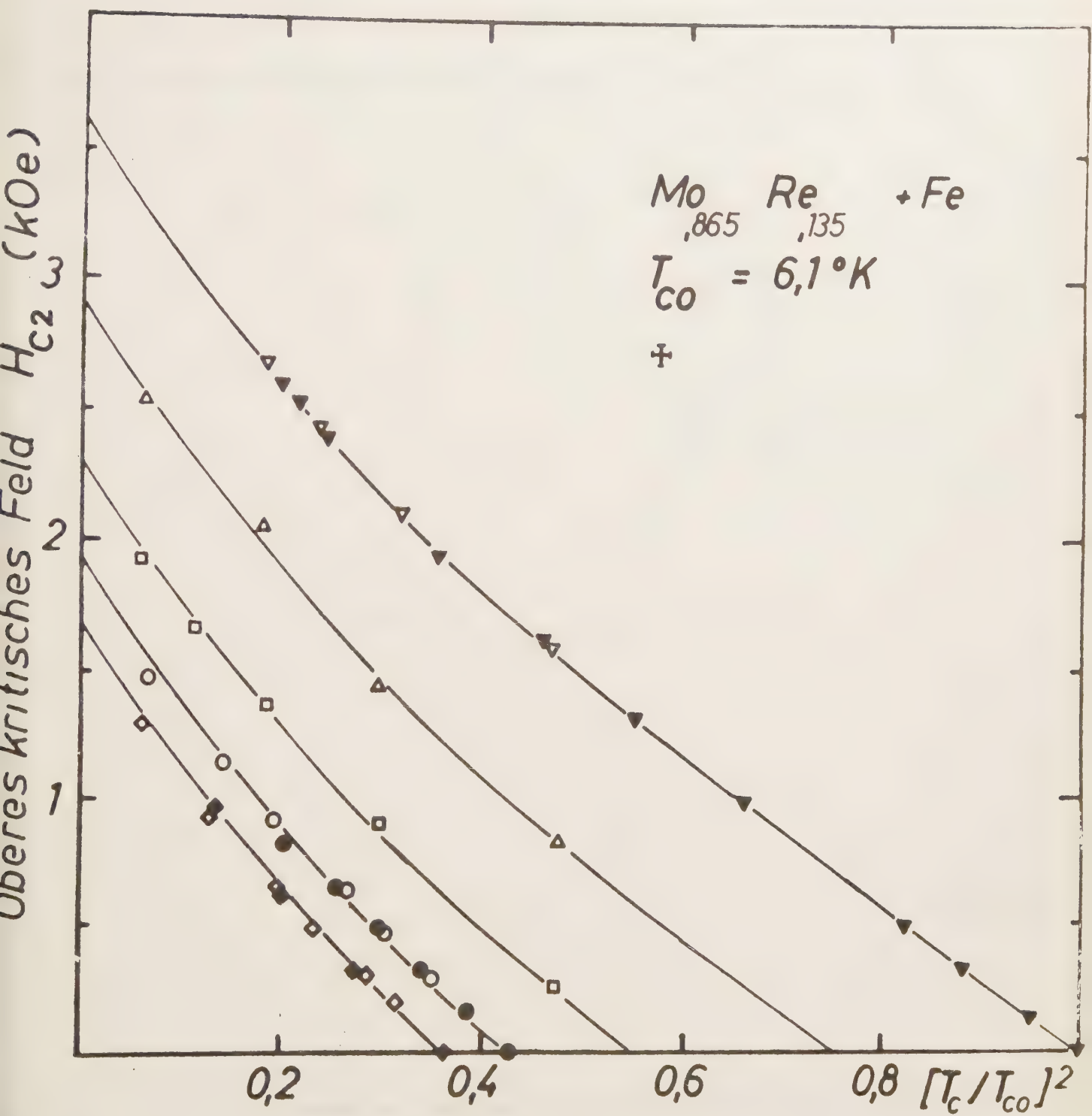
Reduzierte differentielle Leitfähigkeiten $\sigma_S(U)/\sigma_N(U)$ von $\text{Mo}_{0,865}\text{Re}_{0,135} + \text{Fe} - \text{GaAs}$ - Tunnelnioden. Die ausgezogenen Kurven wurden aus den reziproken differentiellen Widerständen der Proben ohne Zusatz und mit 0,045 At % Fe erhalten. Die untere Kurve entspricht der reinen Probe bei $T = 0,2 \cdot T_{co}$, die obere der Probe mit Zusatz bei $T = 0,25 \cdot T_{co}$. Die Punkte und Kreise sind die theoretischen Werte nach Skalski.

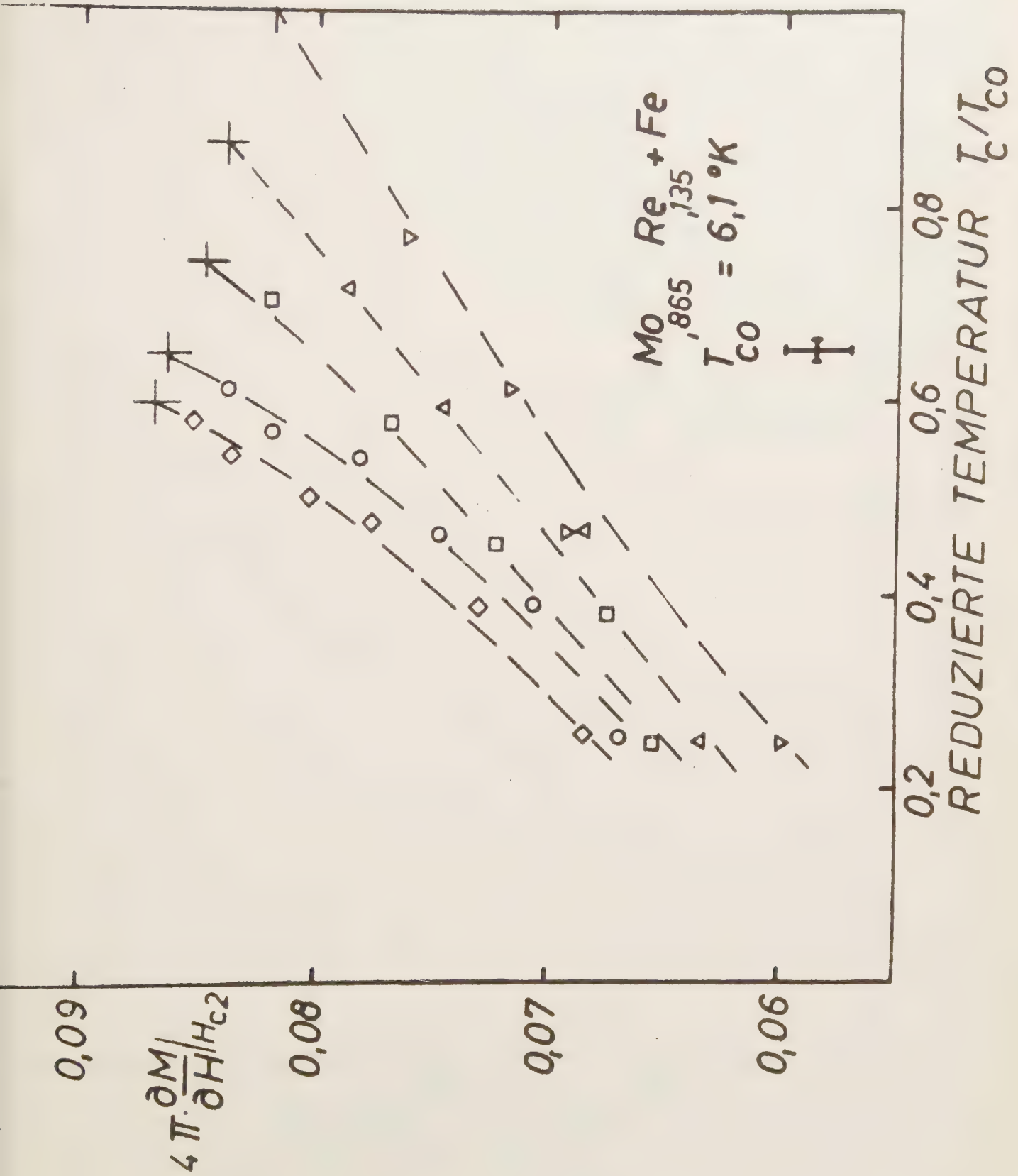


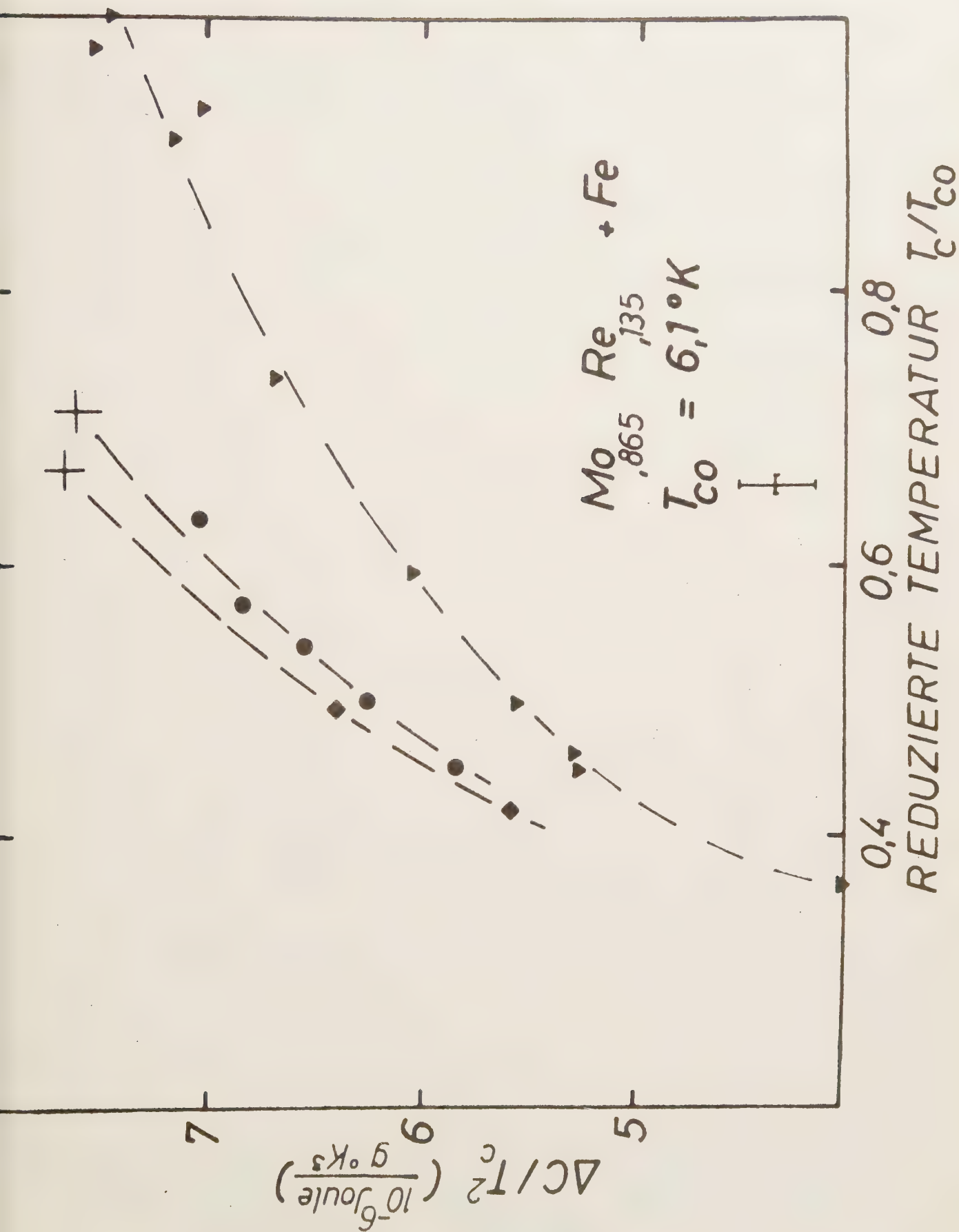


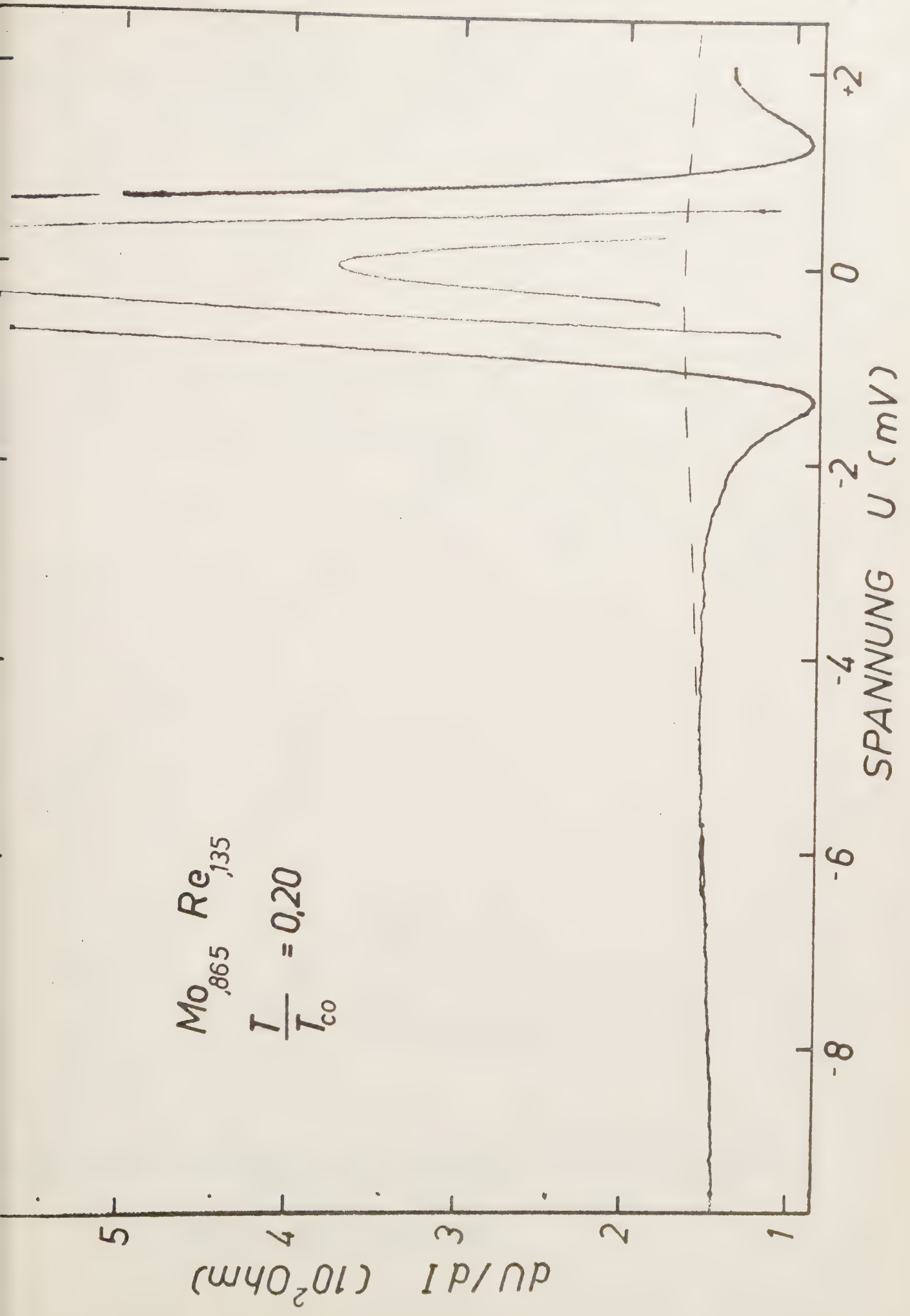


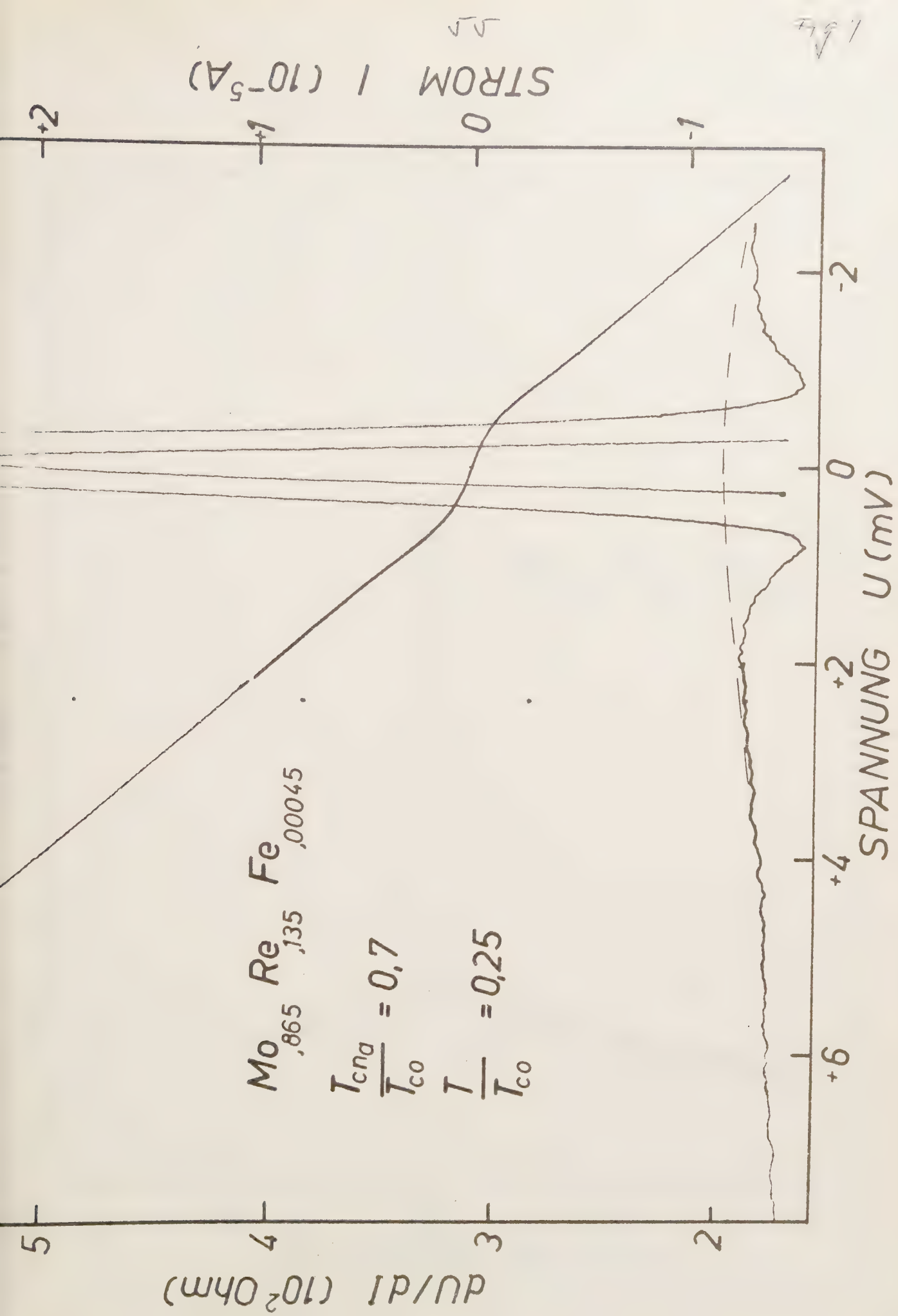






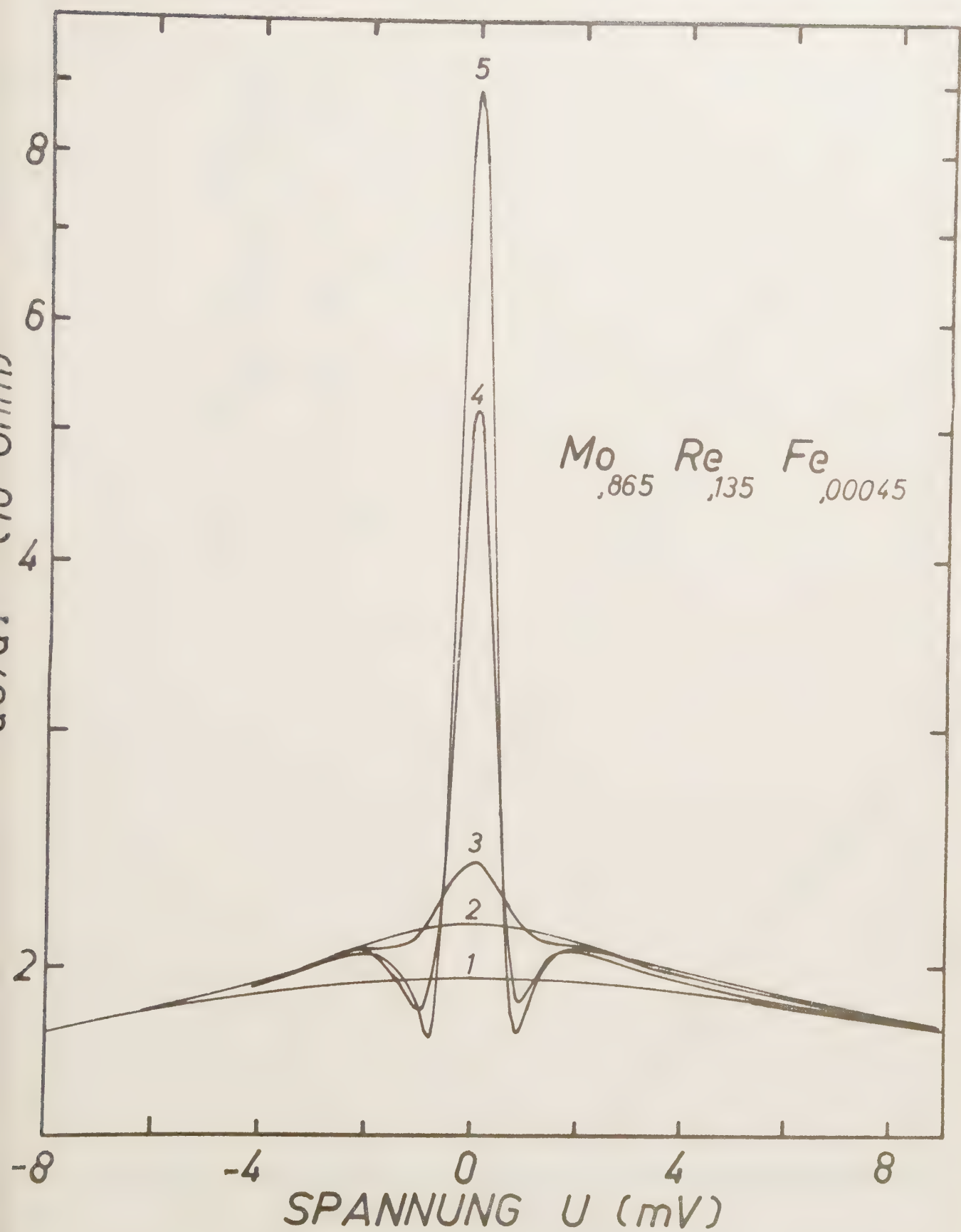




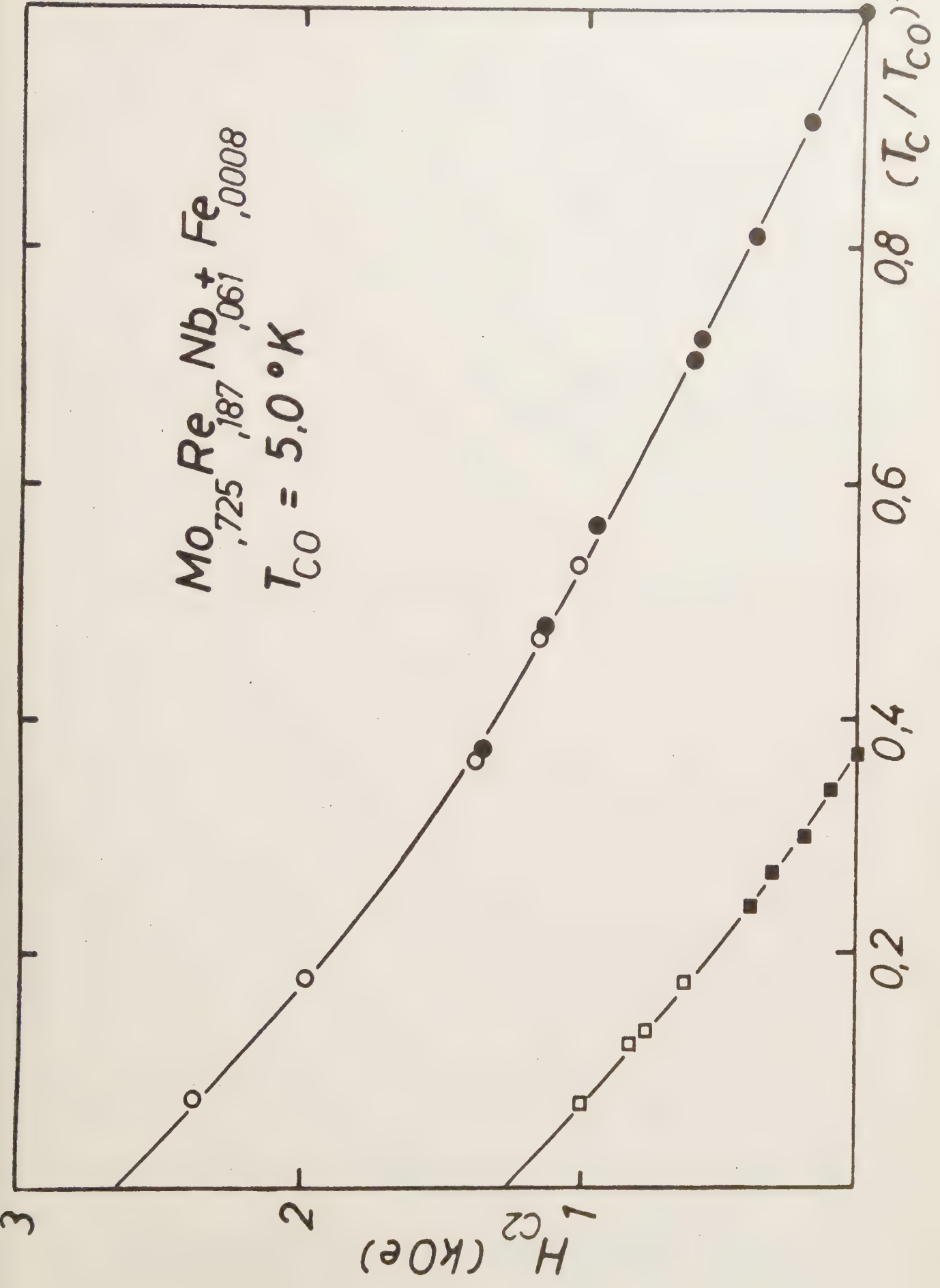


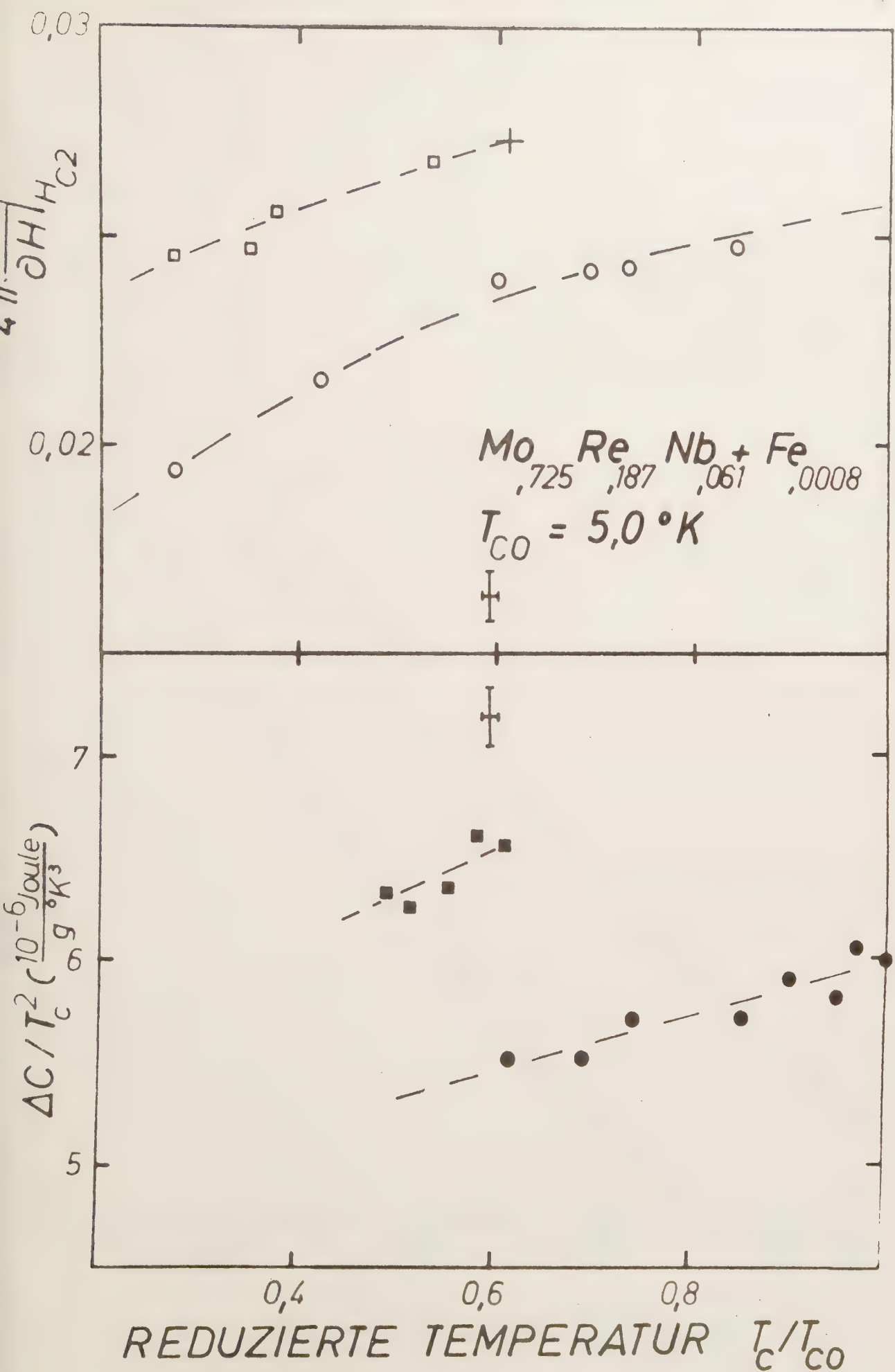
√6

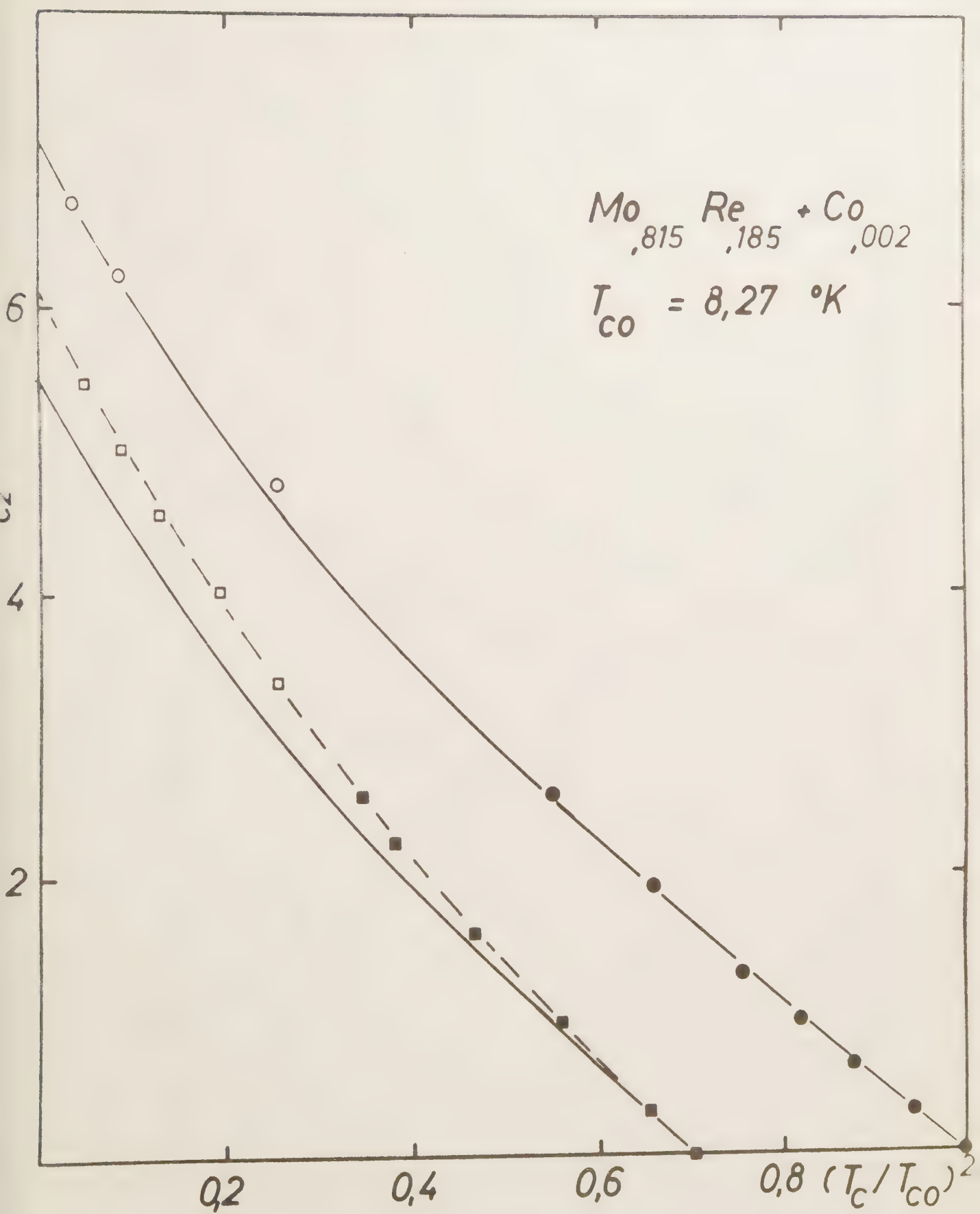
Fig 10

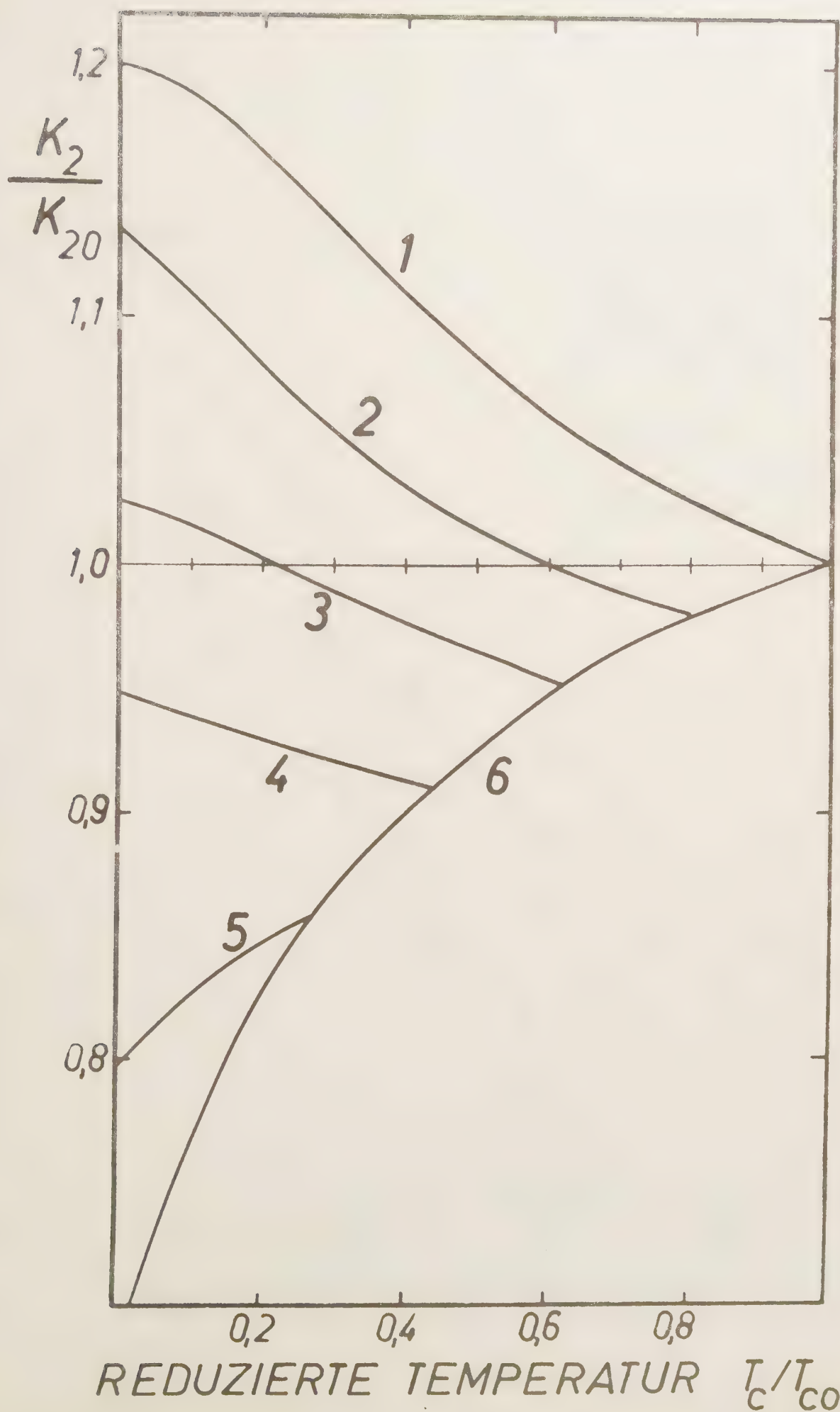


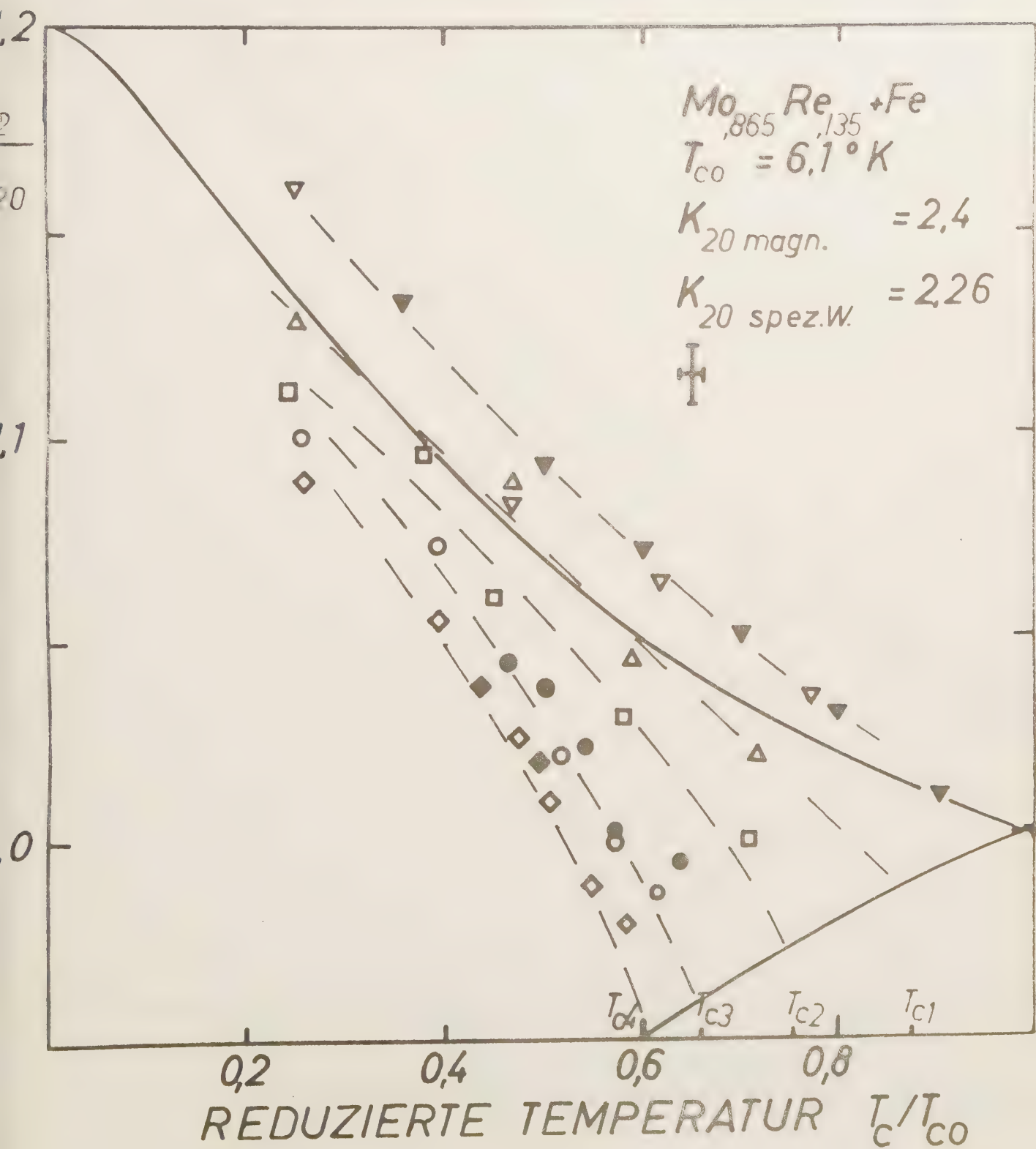
Mo₇₂₅ Re₁₈₇ Nb₀₆₁ + Fe₀₀₀₈
 $T_{CO} = 5.0^{\circ}K$

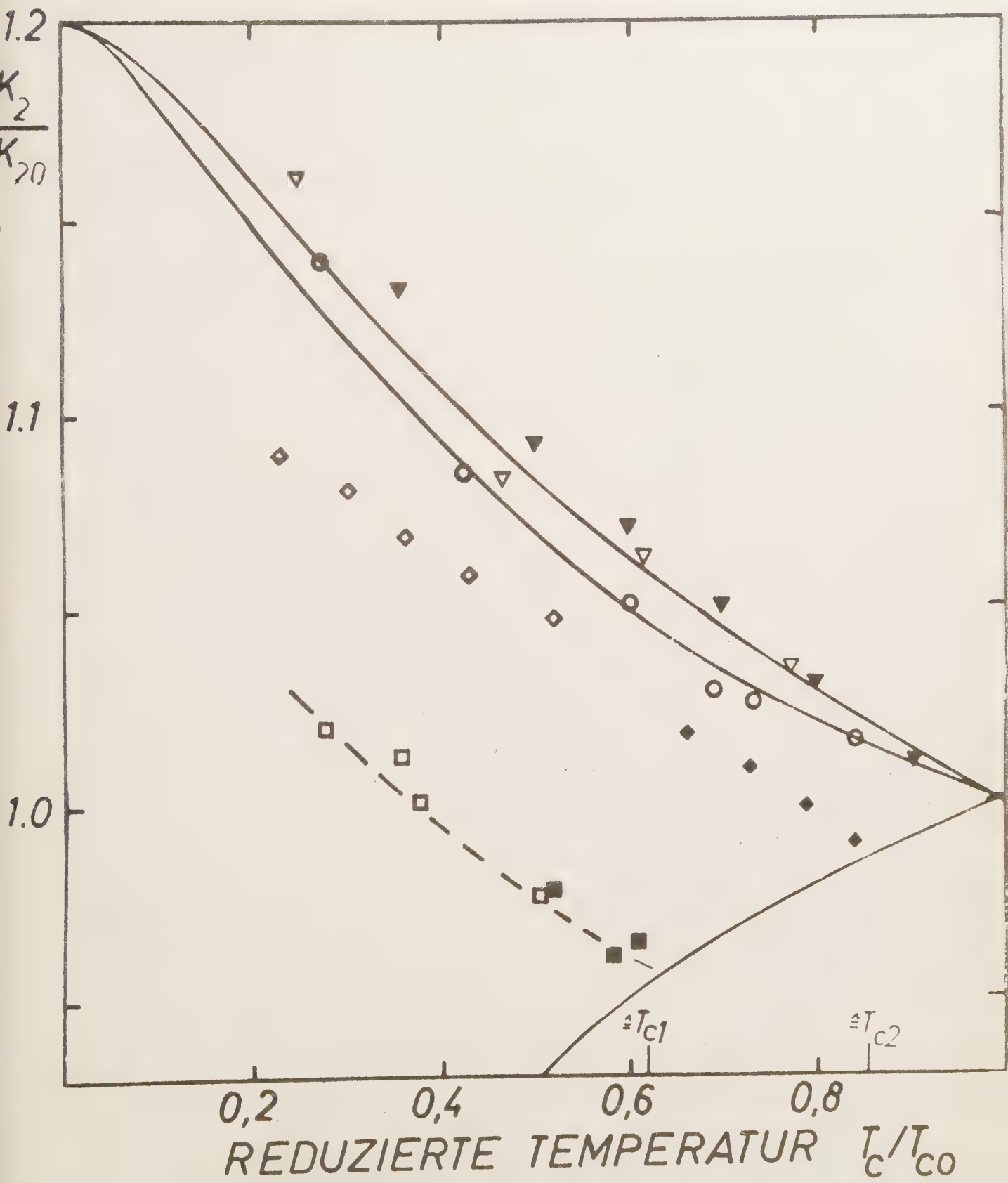


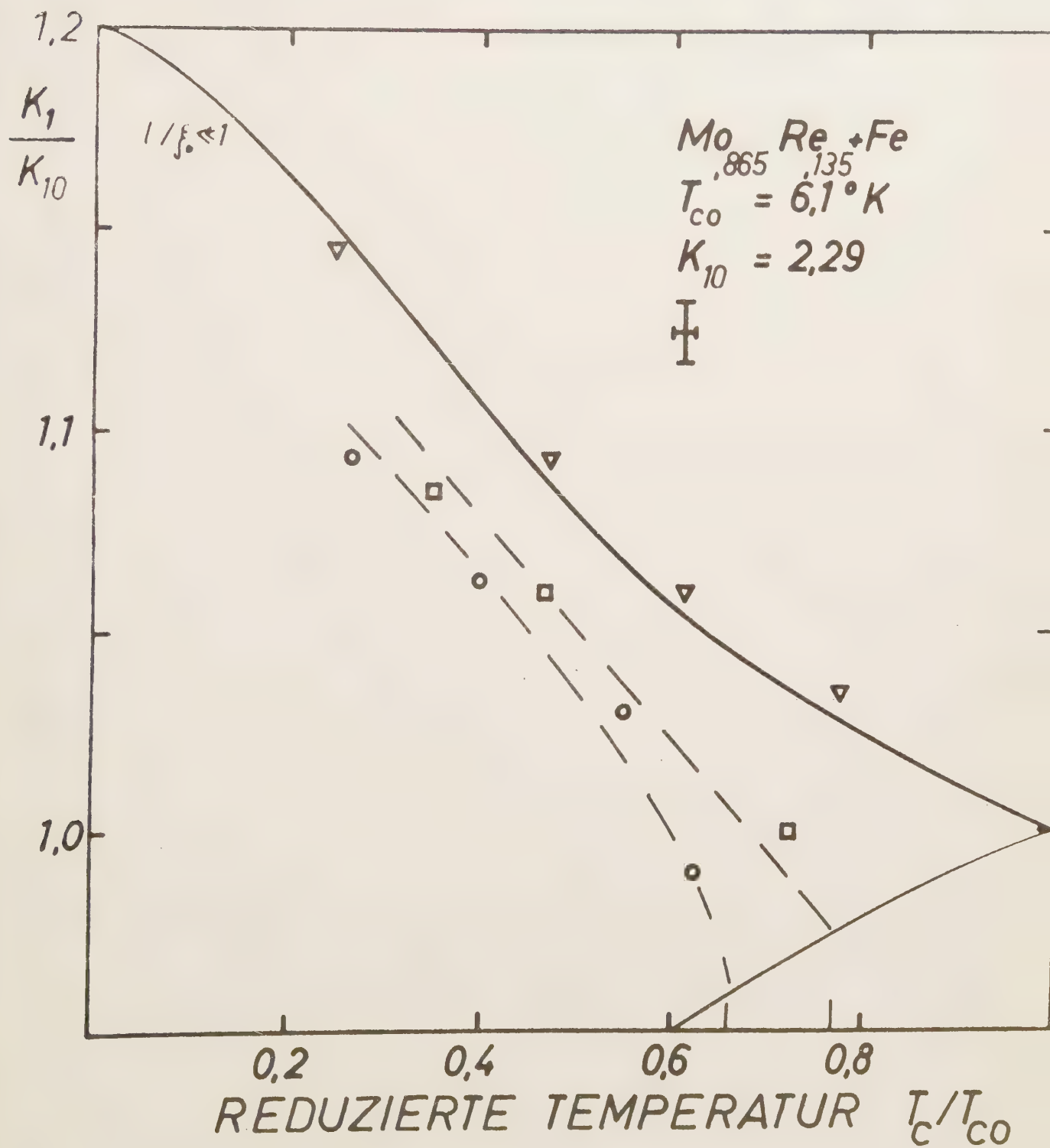


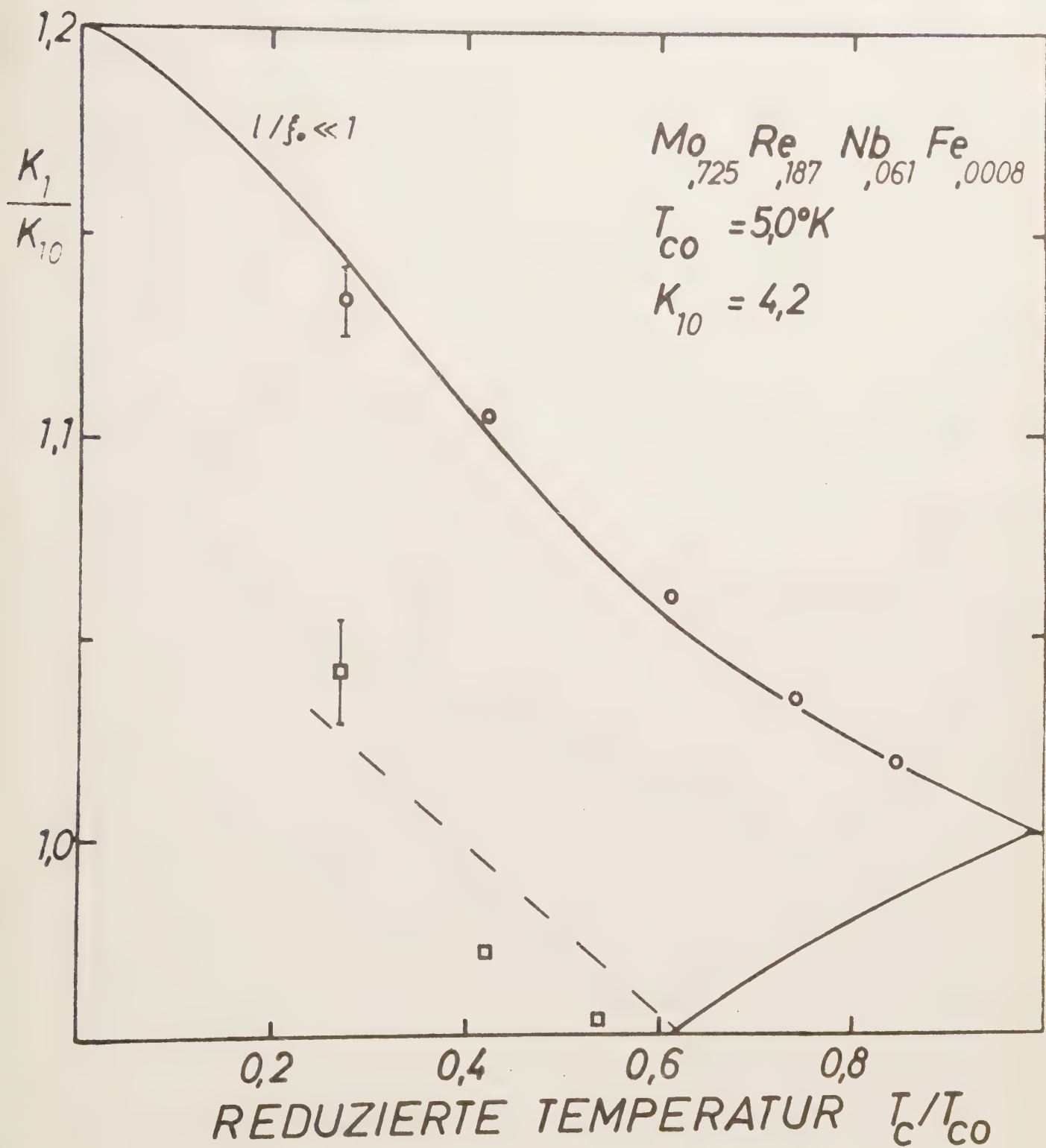


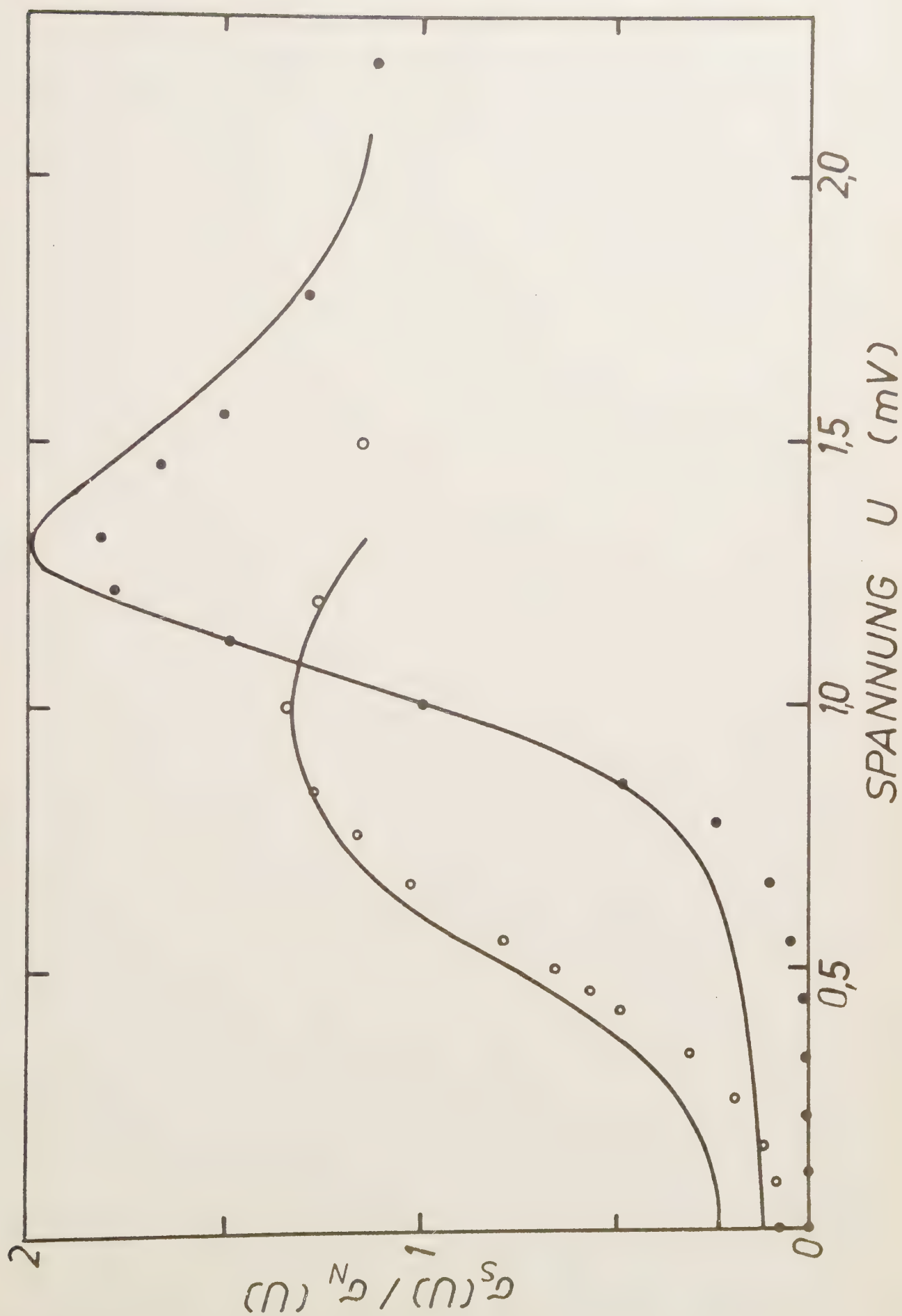












Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren
Dr. Benz, Bilz, Ebert, Fulde, Franz, Martienssen,
Moufang, Mrowka, Schopper und Stummel.

Lebenslauf

Am 16.12. 1942 wurde ich, Hans Eckhardt Hoenig, als Sohn des Oberleutnants Reinhold Hoenig und seiner Ehefrau Margot geb. Patschke in Trebnitz, Schlesien, geboren. 1943 fiel mein Vater. Im Frühjahr 1945 begann unsere Flucht. Sie führte uns in Etappen über Pilsen und Süddeutschland nach Hessen. Meine Kindheit verbrachte ich in Rittershausen bei Dillenburg. 1946 heiratete meine Mutter den Bruder meines Vaters, Hans Hoenig. Von 1949 bis 1953 besuchte ich die Volksschule in Rittershausen, anschließend das Realgymnasium in Dillenburg und ab 1954 das Goethe Gymnasium in Frankfurt. 1962 machte ich dort mein Abitur. Ich begann gleich darauf mit dem Studium der Physik an der Universität Frankfurt. Im Mai 1964 legte ich die Diplom-Vorprüfung ab. Im Physikalischen Institut führte ich unter Leitung von Dr. N. Barth bei meiner Diplomarbeit Magnetisierungsmessungen an supraleitenden Mo - Re - Legierungen durch. Seit meiner Diplom-Hauptprüfung im Mai 1967 arbeite ich an experimentellen Untersuchungen über magnetische Verunreinigungen in Supraleitern. Im April 1969 habe ich geheiratet.

